ORSAY

N° d'ordre : 1394

Numéro
d'enregistrement
CNRS : AO 10744

T H E S E

présentée

à l'UNIVERSITE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir

le Grade de DOCTEUR ès-SCIENCES

par

Jean-Claude GAUTHIER

"CONDUCTIBILITE THERMIQUE ELECTRONIQUE DANS LES PLASMAS A BASSE TEMPERATURE"

-:-

Soutenue le *10 décembre 1974* devant la Commission d'Examen

MM. P. GRIVET, Président
J.L. DELCROIX
L. GOLDSTEIN
M. TROCHERIS
J.P. SHERMANN
J.F. DELPECH

ORSAY
N° d'ordre :

Numéro
d'enregistrement
CNRS : AO 10744

T H E S E

présentée

à l'UNIVERSITE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir

le Grade de DOCTEUR ès-SCIENCES

par

Jean-Claude GAUTHIER

"CONDUCTIBILITE THERMIQUE ELECTRONIQUE DANS LES PLASMAS A BASSE TEMPERATURE"

-:-

Soutenue le *10 décembre 1974* devant la Commission d'Examen

MM. P. GRIVET, Président
J.L. DELCROIX
L. GOLDSTEIN
M. TROCHERIS
J.P. SHERMANN
J.F. DELPECH

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Ce travail a été effectué à l'Institut d'Electronique Fondamentale de la faculté des Sciences d'ORSAY, dans le cadre du Groupe d'Electronique dans les Gaz.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur Grivet qui m'a accueilli dans son laboratoire et m'a donné les moyens matériels d'accomplir ces recherches.

Monsieur le Professeur Delcroix, Monsieur Trocheris et Monsieur Schermann ont bien voulu s'intéresser à ce travail, je les prie de trouver ici l'expression de ma gratitude.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur Goldstein, dont les idées sont à l'origine de ce travail, pour les nombreux conseils qu'il a bien voulu me donner.

L'aide amicale de Monsieur J.F. Delpech , responsable du Groupe d'Electronique dans les Gaz, a été déterminante dans cette recherche, et je lui en suis très reconnaissant.

Je remercie de leur précieuse collaboration les membres du Groupe d'Electronique dans les Gaz et Monsieur le Professeur Kulik, de l'Institut d'Aviation de Moscou, pour les discussions fructueuses que nous avons eues.

J'adresse enfin tous mes remerciements au personnel technique et administratif du laboratoire pour son aide matérielle.

-:-:-

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549228_0024

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

Chapitre I : *CALCUL DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE DU GAZ D'ELECTRONS DANS LES PLASMAS* 7

I.1. La méthode de Chapman-Enskog appliquée aux plasmas partiellement ionisés 11

I.1.1. Equations de continuité 11

I.1.2. Développement de la fonction de distribution des vitesses électroniques 13

I.1.3. Opérateurs matriciels d'interactions 16

I.1.4. Définition des coefficients de transport 18

I.2. Calcul de la conductivité thermique électronique dans les plasmas classiques partiellement ionisés 20

I.2.1. La matrice d'interactions entre particules chargées 20

I.2.2. La matrice d'interaction électron-neutre 22

I.2.3. Techniques numériques utilisées pour le calcul des éléments des matrices d'interaction 26

I.2.4. Calcul de la conductivité thermique électronique 29

I.3. Calcul de la conductivité thermique dans les plasmas à corrélations fortes 31

I.3.1. Traitement des interactions entre particules chargées dans les plasmas à corrélations fortes 31

I.3.2. Calcul des intégrales de collision avec le potentiel de Debye 36

I.3.3. Calcul de la conductivité thermique électronique 43

Chapitre II : *LA METHODE DE MESURE DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE ELECTRONIQUE* 45

II.1. Généralités sur nos conditions expérimentales et la méthode de mesure 45

II.2. Effet d'une onde stationnaire hyperfréquence sur le bilan d'énergie d'un plasma de post-décharge 50

II.2.1. Equation de transfert de la chaleur 50

II.2.2. Résolution de l'équation de transfert 52

II.3. Description du dispositif expérimental 54

II.3.1. Le tube à décharge et ses éléments associés 54

II.3.2. Diagnostic hyperfréquence du plasma 56

II.3.3. Détection de la lumière de la postluminescence 57

II.3.4. Système d'acquisition des données 60

II.4. Méthode de dépouillement des mesures 61

II.5. Résultats des mesures de densité et de température électroniques dans les plasmas de post-décharge cryogéniques 66

II.5.1. Description du radiomètre 67

II.5.2. Mesure de la température par radiométrie dans les plasmas cryogéniques 70

II.5.3. Evolution de la densité et de la température électroniques 71

Chapitre III : *RESULTATS DES MESURES DE CONDUCTIVITE THERMIQUE* 77

III.1. Présentation globale de nos résultats 78

III.2. Conductivité thermique électronique lorsque l'interaction électron-neutre est dominante 79

III.2.1. Hélium 80

III.2.2. Néon 82

III.2.3. Hélium-néon 83

III.3. Conductivité thermique dans les plasmas fortement corrélés 85

CONCLUSION 90

Annexe I - Effet des collisions inélastiques sur le transport d'énergie électronique 92

Annexe II - Les polynômes de Sonine 103

Annexe III - Variation de l'intensité lumineuse dans les plasmas cryogéniques 105

Annexe IV - Détermination expérimentale de la zone vue par la fibre optique 111

BIBLIOGRAPHIE 114

-:-:-

INTRODUCTION

Généralités

La dynamique des gaz ionisés joue un rôle très important dans de nombreux domaines comme l'astrophysique, la fusion thermonucléaire contrôlée, les lasers de grande puissance ; c'est pourquoi l'étude théorique et expérimentale des phénomènes de transport électronique présente un intérêt croissant. Le transport des particules chargées est habituellement décrit par l'intermédiaire de coefficients caractéristiques qui expriment la relation entre le courant et le champ électrique (conductivité électrique) ou la relation entre le flux d'énergie thermique et le gradient de température électronique (conductivité thermique électronique).

Dans les plasmas non turbulents, on peut utiliser l'équation cinétique de Boltzmann-Fokker-Planck pour le calcul des coefficients de transport. On considère généralement que la méthode de Chapman-Enskog est bien adaptée à la résolution de cette équation qui décrit les variations spatiales et temporelles de la fonction de distribution des vitesses électroniques.

L'interaction entre particules chargées est gouvernée par le potentiel coulombien dont la nature à longue portée entraîne des divergences logarithmiques dans le terme de collisions de l'équation cinétique. Ces divergences sont habituellement levées en bornant le domaine d'intégration de l'intégrale de collision, ce qui revient à limiter la portée du potentiel coulombien : cette approximation a été initialement utilisée par Debye et Hückel (1923) dans la théorie des électrolytes. Elle permet de tenir compte de l'effet d'écran produit par les particules chargées qui neutralisent, à grande distance, le potentiel créé par un défaut local de neutralité. Il s'agit donc d'un phénomène statistique, et cette approximation n'est strictement valable que s'il y a un suffisant grand nombre N_D de particules chargées dans la sphère de Debye, c'est-à-dire la sphère ayant pour rayon cette longueur d'écran, ou longueur de Debye. Le plasma pourra être décrit comme un fluide de particules chargées si ce nombre d'électrons N_D est très supérieur à l'unité.

La vérification expérimentale des prévisions de la théorie est délicate, car il est difficile d'isoler la contribution purement électro-

nique du transport, souvent masquée par d'autres phénomènes de transport d'électricité et de chaleur au sein du plasma.

Pour mesurer la conductivité électrique, il suffit de déterminer une relation globale entre le courant et le champ électrique appliqué, qui peut être continu ou alternatif, alors que pour la conductivité thermique, il faut déterminer localement la température électronique en présence d'un gradient imposé de l'extérieur ou du gradient présent intrinsèquement dans le plasma. La conduction de la chaleur mettant en jeu des mécanismes différents et complémentaires de ceux de la conduction électrique, sa mesure permet de tester très efficacement la validité des théories de transport.

Ce travail sera consacré à l'étude théorique et expérimentale de ce coefficient dans les plasmas à basse température, où dans certains cas les conditions de validité de l'approximation de Debye-Hückel ne sont pas vérifiées, c'est-à-dire que N_D n'est plus grand devant l'unité.

Travaux antérieurs

La conductivité thermique a été mesurée dans deux types de situations expérimentales, selon que le gradient thermique était imposé ou non de l'extérieur. Dans le premier cas, ce sont les travaux fondamentaux de l'équipe du Pr. Goldstein à Urbana qui concernait des plasmas de post-décharge (Goldstein et Sekiguchi, 1958 ; Sekiguchi et Herndon, 1958).

Le plasma de post-décharge est un milieu, en principe inactif, où la température électronique relaxe vers la température commune des ions et des neutres par collisions élastiques électrons-particules lourdes. Bien que le degré d'ionisation soit faible (typiquement inférieur à 10^{-6}), on peut, par le choix du gaz et de sa pression, favoriser les collisions coulombiennes par rapport aux collisions électron-neutre et étudier le transport électronique dans des conditions très favorables.

L'accord entre les résultats expérimentaux de l'équipe d'Urbana et le calcul théorique de Spitzer et Härm (1953) est satisfaisant. Ces résultats ont été étendus aux plasmas de post-décharge avec champ magnétique par Rostas et coll. (1963) et Zhilinskii et coll. (1973). Nygaard

(1967) a complété ces mesures en explorant le domaine où l'interaction coulombienne est très faible, l'énergie électronique étant dissipée par collisions électron-neutre. Les plasmas mis en oeuvre par ces auteurs ont des nombres N_D d'électrons dans la sphère de Debye très supérieurs à l'unité, la densité électronique restant faible et la température voisine de 300°K.

Les plasmas d'arc, au contraire, sont habituellement fortement ionisés grâce à leur forte densité et à leur température électronique relativement faible. Les arcs sont le siège d'un fort gradient thermique radial dont l'étude favorise la mesure de la conduction thermique. La situation est cependant plus complexe que dans les plasmas de post-décharge, car le plasma d'arc est un milieu très actif où les neutres et les ions jouent un rôle important dans le transfert de chaleur. Les travaux de Cambel (1966), Emmons (1967), Yos et coll. (1970) et Neumann (1967) montrent cependant que l'accord entre théorie et expérience est bon jusqu'aux pressions de quelques atmosphères et des températures de 15 000°K. A ces pressions, le nombre N_D est supérieur à 20, ces plasmas peuvent encore être étudiés dans l'approximation du fluide chargé.

Ce n'est que très récemment que le domaine $N_D < 20$ a pu être exploré et que la mesure des coefficients de transport dans les plasmas denses a réellement progressée. Les travaux de Kulik et son équipe (1972) conduits dans des plasmas de césium, soit dans un four ($1000 \leq T \leq 2500$°K, $p = 150$ atm), soit comprimé en impulsions ($T \leq 10\,000$°K, $p < 350$ atm) ont montré que la conductivité électrique du plasma devenait anormale pour des N_D voisins de l'unité, les valeurs expérimentalement constatées étant <u>inférieures</u> aux prédictions de la théorie classique de Spitzer et Härm (1953). Des expériences analogues ont été conduites dans des arcs d'argon à très haute pression ($p < 200$ atm) par Devoto et ses collaborateurs (1973) avec des résultats montrant une tendance analogue à très haute pression. Ces résultats, qui sont encore préliminaires, sont en contradiction avec les théories actuelles du transport électronique dans les plasmas partiellement corrélés ($N_D \gtrsim 1$) qui prévoient des valeurs <u>supérieures</u> à la théorie classique de Spitzer lorsque N_D se rapproche de l'unité.

Présentation de nos travaux

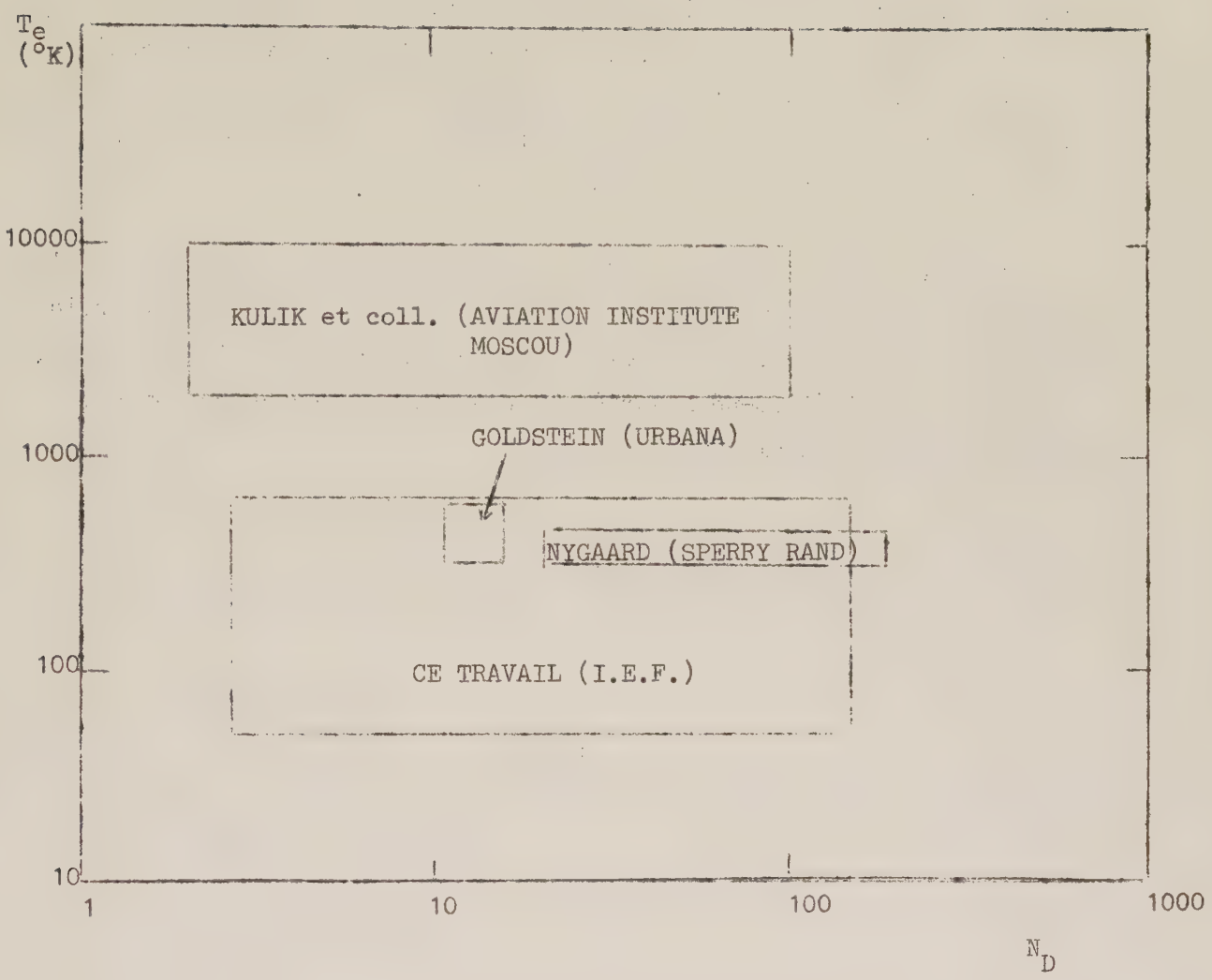
Comme nous le verrons par la suite, le nombre d'électrons dans la sphère de Debye, N_D, varie comme $n_e^{-1/2}\ T_e^{3/2}$. Les efforts de nos prédécesseurs, pour créer et étudier des plasmas à fort degré de corrélation, avaient surtout porté sur une augmentation de la densité électronique n_e, tout en maintenant bien entendu des valeurs de la température électronique T_e pas trop élevées.

On peut, inversement, chercher à minimiser T_e tout en conservant des valeurs de n_e raisonnables. Cela peut se faire en étudiant un plasma de post-décharge créé par une impulsion de quelques microsecondes dans un gaz rare refroidi au moyen d'un fluide cryogénique (azote ou hélium liquide). Cette idée, due au Professeur Goldstein, a été d'abord exploitée par son équipe de l'Université d'Illinois (Goldan et Goldstein, 1965) qui s'est trouvée confrontée très rapidement à d'importants problèmes liés à la physique atomique de ce nouveau type de plasmas.

Le Groupe d'Electronique dans les Gaz a repris ces expériences en profitant des progrès importants accomplis dans le domaine de la cryogénie et de la technique microonde. Le but de notre programme de recherche était la mesure de la conductivité thermique électronique dans un plasma cryogénique à fortes corrélations ($N_D \leq 1$) et la vérification des théories modernes du transport électronique dans ces plasmas, qui présentent l'avantage d'être extrêmement stables et reproductibles.

Comme le montre la figure, nous avons atteint le but que nous nous étions fixé . Nous avons en effet pu explorer un très large domaine, dans des conditions expérimentales étroitement contrôlées.

Toutefois, nous n'avons pas pu mener à bien autant que nous l'aurions voulu, l'étude des plasmas fortement corrélés ($N_D < 1$) en raison de la décroissance lente de la température électronique dans nos plasmas de post-décharge : les mécanismes de chauffage du gaz d'électrons sont plus nombreux que nous ne le prévoyions initialement aux températures cryogéniques.



Dans le domaine des plasmas moyennement corrélés ($1 < N_D \leq 20$), nos résultats expérimentaux s'écartent clairement des prévisions de la théorie classique du transport électronique, et le sens de cet écart est en accord avec nos prévisions théoriques.

Le premier chapitre de ce travail est consacré à l'étude théorique de la conductibilité thermique du gaz d'électrons dans les plasmas. Après certains rappels de la méthode de Chapman-Enskog, nous calculons la conductivité thermique électronique d'un plasma classique créé dans un gaz partiellement ionisé. Le cas du gaz complètement ionisé à forte densité et faible température (plasma fortement corrélé) est traité séparément jusqu'à des nombres d'électrons dans la sphère de Debye voisins de l'unité.

Dans le deuxième chapitre, nous exposons les principes de notre méthode de mesure du coefficient de conductibilité thermique électronique dans les plasmas cryogéniques. Nous étudions les aspects particuliers de ce type de plasma dont l'évolution temporelle des paramètres fondamentaux (densité et température électroniques) est dominée par les processus liés aux états excités du gaz servant à le créer.

Enfin, dans la dernière partie, nous présentons les résultats d'un très grand nombre de mesures du coefficient de conductibilité thermique électronique effectuées dans des plasmas créés dans l'hélium, le néon, et un mélange d'hélium-néon durant la phase de post-décharge et à des températures du gaz allant de 20 à 300°K.

-:-:-:-

Chapitre I

CALCUL DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE ELECTRONIQUE DANS LES PLASMAS

Un plasma stationnaire est caractérisé fondamentalement par le nombre de particules chargées par unité de volume (densité) et par l'énergie cinétique moyenne de ces particules (température). Pour des raisons qui apparaîtront plus claires dans la suite, nous considérons que les ions forment un fond continu, neutralisant la charge d'espace électronique. On peut alors caractériser l'interaction coulombienne par l'intermédiaire de trois longueurs fondamentales. La première est la distance interparticulaire qui ne dépend que de la densité électronique :

$$\lambda_e = (n_e)^{-1/3} .$$

On définit également de façon usuelle la distance de plus courte approche ou longueur de Landau :

$$\lambda_L = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 k T_e}$$

où e et T_e sont la charge de l'électron et la température, k la constante de Boltzmann. On introduit à ce niveau (Teller et coll., 1966) un paramètre non dimensionnel Γ (paramètre de non-idéalité), qui est une mesure utile du rapport de l'énergie potentielle moyenne à l'énergie cinétique :

$$\Gamma = \frac{\lambda_L}{\lambda_e} .$$

Avec cette définition, un plasma à faible couplage, ou plasma classique sera défini par l'inégalité forte

$$\Gamma \ll 1 .$$

Enfin, on introduit la longueur de Debye, issue de la théorie des électrolytes (Debye et Hückel, 1923) :

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_o \, k \, T_e}{n_e \, e^2} \right)^{1/2}$$

et le paramètre de plasma ξ :

$$\xi = \frac{\lambda_L}{\lambda_D} \, .$$

La longueur de Debye est en quelque sorte le rayon du nuage d'électrons libres entourant chaque ion. La sphère de rayon λ_D contient un certain nombre d'électrons qui participent à l'écrantage du potentiel coulombien d'interaction ionique :

$$N_D = \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 \, n_e = \frac{1}{3\xi}$$

Un plasma n'est pas constitué seulement d'électrons libres et d'ions, mais aussi d'atomes dans divers états d'excitation (y compris l'état fondamental). Les grandeurs que nous venons de définir sont des quantités propres au gaz d'électrons qui, en général, ne peut être étudié isolément du gaz d'atomes ou de molécules qui a servi à le créer. Il convient donc de définir plusieurs distances supplémentaires caractéristiques de l'interaction entre les électrons libres et les autres constituants du plasma. Si l'on ne considère que les collisions élastiques, désignant par σ_{eh} la section efficace de collision pour le transfert des quantités de mouvements entre les électrons et les particules lourdes de densité n_h, le libre parcours moyen ℓ est défini par :

$$\ell = \frac{1}{n_h \, \sigma_{eh}} \, .$$

Dans les plasmas que nous étudions, on a :

$$\ell \gg \lambda_D$$

et dans les plasmas classiques, partiellement ionisés, on a :

$$\lambda_D \gg \lambda_L \; ; \; (N_D \gg 1).$$

Les interactions entre particules lourdes (ions et neutres) sont suffisamment nombreuses pour assurer un bon contact thermique entre ces constituants et, en l'absence d'échauffement extérieur, avec les parois limitant le plasma. La situation est très différente pour les électrons qui, au cours de leurs collisions élastiques avec les neutres ou les ions, perdent seulement une fraction 2m/M (m : masse de l'électron, M : masse des particules lourdes) de leur énergie. Un très grand nombre de collisions est donc nécessaire pour transférer l'énergie des électrons aux particules lourdes. En imposant un échauffement local des électrons, l'énergie fournie tend à rester dans le gaz d'électrons et à gagner par conduction thermique des régions où ce gaz est plus froid, plutôt que d'être partagée sur place avec les autres constituants. La compétition entre la propagation de la chaleur par conduction et son atténuation par collisions peut être caractérisée par une distance de relaxation ρ . Cette distance peut être aisément calculée si l'on choisit à l'origine, à l'instant $t = 0$, un électron donné, d'énergie initiale u_o. Cet électron se déplace aléatoirement, le nombre N de collisions qu'il subit avec les particules lourdes avant d'atteindre la position z, est :

$$N = \left(\frac{z}{\ell}\right)^2$$

où ℓ est le libre parcours moyen défini précédemment. Après ces N collisions, l'électron possède l'énergie :

$$u = u_o \left(1 - \frac{2m}{M}\right)^N \simeq u_o \exp - \left(N \frac{2m}{M}\right)$$

qui peut s'écrire finalement :

$$u = u_o \exp - (z/\rho)^2$$

avec

$$\rho = \left(\frac{M}{2m}\right)^{1/2} \ell .$$

On constate que la distance de relaxation de l'énergie est considérablement plus grande que le libre parcours moyen.

Un tel calcul ne peut toutefois que donner l'ordre de grandeur de la distance de relaxation de l'énergie, car il ne tient pas compte de la statistique des vitesses électroniques. Le calcul exact qui fait l'objet du reste de ce chapitre, ne peut se faire qu'en recourant à une équa-

tion cinétique ; l'équation de Boltzmann-Fokker-Planck est particulièrement bien adaptée au calcul de la fonction de distribution des vitesses électroniques d'un plasma partiellement ionisé. Ces plasmas sont caractérisés par leur faible degré d'ionisation ($< 10^{-4}$), les collisions inter-électroniques étant cependant suffisamment nombreuses pour imposer à la partie isotrope de la fonction de distribution une forme maxwellienne. Les collisions inélastiques et superélastiques mettant en jeu les électrons ne seront pas prises en compte dans notre calcul, leur influence étant évaluée dans l'annexe I.

Les interactions entre les électrons et les neutres seront traitées par l'intermédiaire du terme de collision de Boltzmann. La partie isotrope de la fonction de distribution étant maxwellienne, ce terme est simplifié par l'introduction d'une fréquence de collision monocinétique pour le transfert des quantités de mouvement.

Les interactions entre particules chargées sont traitées par l'intermédiaire de l'équation de Fokker-Planck. Dans ce formalisme, l'interaction électron-ion est caractérisée par une fréquence de collision monocinétique comme pour les neutres et l'interaction électron-électron s'obtient en évaluant les déviations élémentaires de vitesse d'un électron test sur un gaz d'électron cibles ayant une fonction de distribution isotrope.

Les coefficients de transport électronique tels la conductivité électrique et la conductivité thermique s'obtiennent, en régime stationnaire, à partir d'intégrales simples de la partie anisotrope de la fonction de distribution.

Dans un premier paragraphe, nous donnons des rappels sur la méthode de résolution de l'équation de Boltzmann-Fokker-Planck (Chapman et Cowling, 1958 ; Shkarofsky, 1961). Un développement en polynômes de Laguerre d'ordre demi-entier (polynômes de Sonine, annexe II) de la partie anisotrope de la fonction de distribution nous permet d'exprimer les coefficients de transport de façon simple en fonction des premiers coefficients de ce développement.

Nous présentons dans le paragraphe suivant le calcul de la conductivité thermique électronique dans un plasma partiellement ionisé en tenant

compte de toutes les interactions entre les électrons et les constituants du plasma. Les contributions des interactions électrons-neutres et des interactions entre particules chargées à la conductivité thermique s'ajoutent en parallèle pourvu de corriger la somme par un facteur dépendant de l'importance relative des deux types d'interaction . Nous nous sommes limités à l'étude des propriétés de transport thermique des électrons dans les cinq gaz rares pour des raisons de commodité : notre travail peut être immédiatement étendu à l'étude d'autres gaz pourvu que l'on connaisse avec suffisamment de précision la section efficace de collision élastique électron-neutre.

Enfin, nous abordons le calcul de la conductivité thermique électronique dans un plasma complètement ionisé dont le nombre d'électrons dans la sphère de Debye est voisin de l'unité. On introduit un potentiel effectif d'interaction entre particules chargées qui tient compte de l'écrantage statique des électrons par les ions. La validité de ce modèle est discutée en détail, le signe et la valeur absolue de l'écart entre la théorie classique et notre calcul, pour la conductivité thermique, sont du même ordre de grandeur que pour la conductivité électrique (Viegas, 1971).

I.1. *LA METHODE DE CHAPMAN-ENSKOG APPLIQUEE AUX PLASMAS PARTIELLEMENT IONISES*

Nous considérons un plasma à trois composantes dans lequel les ions (i) et les particules neutres (o) ont une distribution maxwellienne des vitesses à la même température T_h et les électrons (e) une fonction de distribution quasi-maxwellienne à la température T_e ($T_e \geq T_h$). Dans ce qui suit, les effets des collisions inélastiques entre les électrons et les états excités des atomes ne seront pas pris en compte. L'importance de ces effets sera discuté dans l'annexe I, et, de plus, nous ne traiterons ici que le cas d'un plasma sans champ magnétique.

I.1.1. *Equations de continuité*

L'équation de Boltzmann pour les électrons, s'écrit :

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \underset{\sim}{v_e} \cdot \underset{\sim}{\nabla} f_e + \underset{\sim}{F_e} \cdot \underset{\sim}{\nabla_{v_e}} f_e = \sum_{j=e,i,o} J(f_e, f_j) \qquad \text{(I.1)}$$

où le terme de collision au second membre a la forme :

$$J(f_e,f_j) = \iiint (f'_e f'_j - f_e f_j) g\, b\, db\, d\varepsilon\, d^3v_j \qquad (I.2)$$

en suivant la notation de Chapman et Cowling (1958).

Les équations de continuité sont évaluées de manière usuelle en prenant les moments de l'Eq. (I.1) pour la densité d'électrons n_e, la quantité de mouvement $m_e \underset{\sim}{v}_e$, et l'énergie cinétique $\frac{1}{2} m_e v_e^2$.

On obtient les trois équations de conservation :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = - \underset{\sim}{\nabla} . (n_e \underset{\sim}{v}_e) \qquad (I.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_e m_e \underset{\sim}{v}_e) = - \underset{\sim}{\nabla} . \underset{\approx}{p}_e + n_e m_e \underset{\sim}{F}_e + \sum_{j \neq e} P_{ej} \qquad (I.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\frac{3}{2} n_e k T_e) = - \underset{\sim}{\nabla} . \underset{\sim}{q}_e + n_e m_e \underset{\sim}{v}_e \underset{\sim}{F}_e + \sum_{j \neq e} E_{ej} \qquad (I.5)$$

où $\underset{\approx}{p}_e$ et $\underset{\sim}{q}_e$ sont respectivement le tenseur de pression et le flux d'énergie cinétique électronique et

$$P_{ej} = \int m_e \underset{\sim}{v}_e J(f_e, f_j)\, d^3v_e \qquad (I.6)$$

est le transfert de moment des espèces j aux électrons par unité de volume et unité de temps, alors que le transfert d'énergie, défini comme précédemment, s'écrit :

$$E_{ej} = \int \frac{1}{2} m_e v_e^2 J(f_e, f_j)\, d^3v_e \; . \qquad (I.7)$$

Nous avons implicitement supposé que la vitesse hydrodynamique du plasma, déterminée uniquement par les particules lourdes du milieu, était nulle : une hypothèse qui est aisément vérifiée dans les plasmas de décharge courants au laboratoire ; les vitesses de dérive associées aux champs électriques appliqués et aux gradients de densité (diffusion ambipolaire) étant négligeables devant les vitesses thermiques.

La suite de ce calcul sera consacrée à l'emploi de la méthode de Chapman-Enskog pour évaluer les quantités $\underset{\sim}{q}_e$, $\underset{\approx}{p}_e$, $\underset{\sim}{v}_e$ et E_{ej}, ainsi

que le courant électronique en terme des gradients de densité et de température et de l'intensité du champ électrique (implicitement contenu dans F_e).

I.1.2. Développement de la fonction de distribution des vitesses électroniques

La méthode d'Enskog (Hirschfelder et ses coll., 1954 ; Chapman et Cowling, 1958) de dérivation de la fonction de distribution des vitesses électroniques consiste à linéariser cette distribution par un développement en puissances croissantes par rapport à un petit paramètre η .

Le paramètre η doit être compris comme le rapport du temps microscopique caractéristique des interactions entre particules, données par le membre de droite de l'Eq. (I.1), au temps macroscopique de variation de la fonction de distribution (membre de gauche de l'Eq. (I.1)). Afin de mieux rendre compte de cette mise en ordre temporelle de l'équation de Boltzmann, celle-ci peut être réécrite sous la forme :

$$D(f_e) = \sum_{j=e,i,o} J(f_e, f_j) \qquad (I.8)$$

On peut alors écrire :

$$D\left[\sum_{n=0} \eta^n f_e^{(n)}\right] = \frac{1}{\eta} \sum_j J(f_e, f_j) \qquad (I.9)$$

où, dans le cas des électrons, η est de l'ordre de $(2\, m_e/m_H)^{1/2}$ et où m_H est la masse des particules lourdes.

A l'ordre zéro, on a évidemment :

$$0 = \sum_{j=e,i,o} J(f_e^{(0)}, f_j^{(0)}) \qquad (I.10)$$

On montre (Chmieleski et Ferziger, 1967) que si les gaz des particules lourdes ont tous la même température T_h (et donc une distribution des vitesses maxwelliennes), la solution de l'équation (I.10) est une fonction de Maxwell à la température T_e ($T_e \geq T_h$) :

$$f_e^{(0)} = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k\, T_e}\right)^{3/2} \exp - (m_e\, v_e^2/2k\, T_e), \qquad (I.11)$$

où nous avons de nouveau tenu compte du fait que la vitesse d'ensemble des particules lourdes était nulle. Nous verrons par la suite dans quelle mesure cette solution est conservée lorsque les collisions inélastiques sont importantes.

Au premier ordre dans le développement d'Enskog, nous avons :

$$D\left[f_e^{(0)}\right] = \sum_j J(f_e^{(0)}, f_j^{(1)}) + \sum_j J(f_e^{(1)}, f_j^{(0)}) \qquad (I.12)$$

avec :

$$f_e^{(1)} = f_e^{(0)} \Phi_e \qquad (\Phi_e \ll 1) .$$

L'introduction des fréquences de collisions élastiques entre électrons et particules lourdes simplifie considérablement l'équation précédente en définissant, de façon usuelle (voir Eq. I.2) :

$$\nu_{ej}(v_e) = n_j v_e \int (1 - \cos\chi)\, \sigma_{ej}(v_e, \chi) \sin\chi \, d\chi \, d\varphi \qquad (I.13)$$

$j = o, i$

où les paramètres d'intégration de l'équation (I.2) ont été transformés en paramètres angulaires caractéristiques de la géométrie de la collision (χ : angle de déflexion et φ : angle azimutal).

Cete notation simplifiée permet d'écrire :

$$J(f_e^{(1)}, f_j^{(0)}) = - \nu_{ej} f_e^{(0)} \Phi_e \; ; \; j = i, o \qquad (I.14)$$

et finalement, en décomposant les interactions électron-neutre et électron-ion :

$$D\left[f_e^{(0)}\right] = J(f_e^{(0)}, f_e^{(1)}) + J(f_e^{(1)}, f_e^{(0)}) - (\nu_{eo} + \nu_{ei}) f_e^{(0)} \Phi_e \qquad (I.15)$$

En explicitant le terme de gauche de l'équation (I.15), avec :

$$\underset{\sim}{F}_e = - \frac{e \underset{\sim}{E}}{m_e} \; ; \; \frac{\partial f_e}{\partial t} = 0,$$

et en utilisant les propriétés particulières des gradients de position

et de vitesse de la distribution maxwellienne, on obtient :

$$\frac{f_e^{(0)}}{p_e}\left[\underset{\sim}{E}^e + (u_e^2 - \frac{5}{2})\, n_e\, k\, \underset{\sim}{\nabla} T_e\right].\underset{\sim}{v}_e = -(\Omega_{ei} + \Omega_{eo}) f_e^{\circ} \Phi_e + J(f_e^{(0)}, f_e^{(1)}) + J(f_e^{(1)}, f_e^{(0)}) \qquad (I.16)$$

où p_e est la pression électronique qui devient un scalaire dans un milieu isotrope sans champ magnétique ($p_e = n_e\, k\, T_e$), u_e est la vitesse normalisée ($u_e^2 = \frac{m_e v_e^2}{2k T_e}$), E_e est la force électrique généralisée

$$\underset{\sim}{E}_e = \underset{\sim}{\nabla} p_e + e\, n_e \underset{\sim}{E}.$$

Le terme de collision interélectronique, représenté par les deux derniers termes de (I.16) s'écrit dans la notation de Chapman-Cowling :

$$J(f_e^{(0)}, f_e^{(1)}) + J(f_e^{(1)}, f_e^{(0)}) = -n_e^2 I_e(\Phi_e) \qquad (I.17)$$

où I_e est un opérateur agissant sur la partie anisotrope de la fonction de distribution.

Dans le formalisme de Chapman et Cowling, l'opérateur I_e est évalué à partir du terme de collision élastique binaire donné par l'équation (I.2). Dans les plasmas classiques ($N_D \gg 1$), la longueur de Debye est considérablement plus grande que le paramètre d'impact donnant une déviation de 90°, ce qui montre que l'essentiel des changements de direction de la vitesse électronique provient des petites déflections à grande distance. De plus, la longueur de Debye est plus grande que la distance interparticulaire, un grand nombre de particules chargées est mis en jeu lors d'une collision : le terme de collision binaire de Boltzmann ne peut pas être retenu pour décrire l'interaction interélectronique. On emploie alors le terme de collision inclus dans l'équation de Fokker-Planck qui tient compte explicitement de l'importance des petites déviations. Le traitement mathématique de l'équation de Fokker-Planck, qui est une équation intégrodifférentielle du second ordre, donne lieu à diverses complications dans le calcul des coefficients de transport. En fait, on montre (Shkarofsky et coauteurs, 1966) que le calcul du transfert des moments

donne des résultats identiques avec cette équation et avec l'équation de Boltzmann dans laquelle on impose une coupure à la distance de Debye dans les intégrales. Ce résultat peut être prévu a priori si l'on considère que les déflections importantes dans le calcul du transfert des moments sont petites, simultanées et aléatoires ; elles peuvent être ajoutées comme si elles survenaient à la suite l'une de l'autre, de façon identique aux collisions binaires.

Ces considérations nous permettent de conserver provisoirement le formalisme de Chapman pour la suite des calculs la référence à l'équation de Fokker-Planck n'intervenant explicitement que dans la calcul de la matrice d'interaction interélectronique.

I.1.3. Opérateurs matriciels d'interactions

On peut noter tout d'abord que les termes proportionnels à $\underset{\sim}{E}_e$ et $\underset{\sim}{\nabla} T_e$ sont linéairement indépendants, si bien qu'il est naturel de proposer une solution des équations (I.16), (I.17) sous la forme :

$$\Phi_e(\underset{\sim}{r}, \underset{\sim}{v}_e) = - \frac{1}{n_e p_e} \left(\frac{2k T_e}{m_e}\right)^{1/2} \left[A_e(u_e) \underset{\sim}{E}^e + B_e(u_e) \underset{\sim}{\nabla} T_e \right] \cdot \frac{\underset{\sim}{u}_e}{u_e} \qquad (I.18)$$

Le problème est alors ramené à l'étude des fonctions A_e et B_e dont nous introduisons les formes vectorielles :

$$\underset{\sim}{A}_e = A_e(u_e) \frac{\underset{\sim}{u}_e}{u_e}$$

$$\underset{\sim}{B}_e = B_e(u_e) \frac{\underset{\sim}{u}_e}{u_e} \quad . \qquad (I.19)$$

En utilisant les propriétés d'indépendance définies plus haut, l'équation (I.16) est transformée en deux équations indépendantes :

$$\frac{1}{n_e} f_e^{(0)} \underset{\sim}{u}_e = I_e(\underset{\sim}{A}_e) + \frac{1}{n_e^2} f_e^{(0)} (\nu_{ei} + \nu_{eo}) \underset{\sim}{A}_e \qquad (I.20)$$

$$\frac{1}{n_e} f_e^{(0)} \left(u_e^2 - \frac{5}{2}\right) \underset{\sim}{u}_e = I_e(\underset{\sim}{B}_e) + \frac{1}{n_e^2} f_e^{(0)} (\nu_{ei} + \nu_{eo}) \underset{\sim}{B}_e \qquad (I.21)$$

Les équations précédentes sont résolues grâce à l'emploi classique du développement en polynômes de Sonine (ou polynômes de Laguerre généralisés) d'ordre 3/2 :

$$A_e(u_e) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n S_n^{3/2}(u_e^2)$$
$$B_e(u_e) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n S_n^{3/2}(u_e^2) \qquad (I.22)$$

La relation d'orthogonalité de ces polynômes a la forme :

$$\int_0^{\infty} e^{-x} x^{3/2} S_n^{3/2}(x) S_m^{(3/2}(x)\, dx = \frac{\Gamma(\frac{5}{2} + n)}{\Gamma(1 + n)} \delta_{nm} \qquad (I.23)$$

où δ_{nm} est le symbole de Kronecker.

Avec l'aide de (I.23), reportant (I.22) dans (I.20), (I. 21), on a :

$$\sum_{n=0}^{\infty} [Q]_{(m,\,n)}\, a_n = \frac{3}{2} \delta_{om}$$
$$\sum_{n=0}^{\infty} [Q]_{(m,\,n)}\, b_n = -\frac{15}{4} \delta_{1m} \qquad (I.24)$$

Les relations I.24 s'écrivent de façon plus condensée, en notation matricielle, dans un espace à une infinité de dimensions :

$$Q\,|a\rangle = |F\rangle$$
$$Q\,|b\rangle = |G\rangle \qquad (I.25)$$

Ces équations permettent de déterminer les vecteurs $|a\rangle$ et $|b\rangle$. Les coefficients de transport sont des fonctions des composantes de ces vecteurs (qui, rappelons le, n'appartiennent pas à l'espace ordinaire). Les vecteurs $|F\rangle$ et $|G\rangle$ constituent les parties inhomogènes des deux équations (I.25) dont les solutions formelles sont :

$$|a\rangle = Q^{-1}\,|F\rangle$$
$$|b\rangle = Q^{-1}\,|G\rangle. \qquad (I.26)$$

Il suffit donc de déterminer l'inverse de la matrice $[Q]$ des intégrales de collision, dont les éléments s'écrivent, dans la notation usuelle

de Chapman-Cowling :

$$\left[Q\right]_{m,n} = \left[S_m^{3/2}(u_e^2)\, \underset{\sim}{u}_e \;,\; S_n^{3/2}\,(u_e^2)\, \underset{\sim}{u}_e \right] .$$

Le crochet étant symétrique, la matrice Q est elle-même symétrique. Dans certains cas, l'inversion de la matrice Q peut se faire exactement. Dans le cas général, des techniques numériques sont nécessaires ; les polynômes de Sonine formant une base complète, il suffit d'inverser la matrice N x N formée des N premières lignes et des N premières colonnes de Q pour avoir une bonne approximation des N premières lignes et des N premières colonnes de Q^{-1}, ce qui suffisant, comme nous allons le voir.

I.1.4. Définition des coefficients de transport

Les coefficients de transport et, en particulier, la conductivité thermique électronique ne sont fonctions que des premiers termes (premières lignes) des vecteurs $|a\rangle$ et $|b\rangle$. En effet, le flux d'énergie cinétique $\underset{\sim}{q}_e$ introduit dans le paragraphe I.1.1., s'écrit :

$$\underset{\sim}{q}_e = \frac{1}{2} m_e \int v_e^2 f_e^{(0)} \underset{\sim}{v}_e \, d^3 v_e \qquad (I.27)$$

où, en le développant selon les différentes contraintes appliquées au plasma pour faire apparaître le coefficient de conductibilité thermique électronique,

$$\underset{\sim}{q}_e = - \mu_e \underset{\sim}{E} - K_e \underset{\sim}{\nabla} T_e - \delta_e \underset{\sim}{\nabla} n_e \qquad (I.28)$$

alors que le courant électronique $\underset{\sim}{j}_e$ s'écrit :

$$\underset{\sim}{j}_e = \sigma_e \underset{\sim}{E} + \zeta_e \underset{\sim}{\nabla} T_e + e D_e \underset{\sim}{\nabla} n_e . \qquad (I.29)$$

En fait, le coefficient de conductibilité thermique électronique qui apparaît dans l'équation (I.28) est difficilement accessible à la mesure, car il nécessite à la fois un gradient de densité électronique et un champ électrique nuls. On préfère définir la conductivité thermique à courant nul qui s'obtient en portant l'expression du champ électrique de (I.29) à (I.28), soit :

$$\underset{\sim}{q}_e = - \frac{\mu_e}{\sigma_e} \underset{\sim}{j}_e - K_e^{\circ} \underset{\sim}{\nabla} T_e \qquad (I.30)$$

avec $$K_e^o = K_e - \frac{\mu_e \tau_e}{\sigma_e}, \qquad (I.31)$$

en utilisant l'une des relations d'Einstein

$$\delta_e = \frac{e D_e \mu_e}{\sigma_e} . \qquad (I.32)$$

Il ne reste plus qu'à exprimer les différents coefficients de transport en fonction des premiers éléments des vecteurs $|a\rangle$ et $|b\rangle$. En reportant (I.28) dans (I.27), on obtient :

$$K_e = \frac{2k^2 T_e}{3 m_e} \int f_e^{(0)} u_e^2 \left[\frac{A_e}{u_e} + \frac{B_e}{u_e}\right] u_e^2 d^3 v_e \qquad (I.33)$$

et en utilisant l'identité

$$\int f_e^{(0)} u_e^3 A_e d^3 v_e - \frac{5}{2} \int f_e^{(0)} A_e u_e d^3 v_e = \int f_e^{(0)} B_e u_e d^3 v_e$$

ainsi que le développement en polynôme de Sonine de A_e et B_e, on a :

$$K_e = \frac{k^2 T_e}{m_e} \left[\frac{5}{2} a_o + \frac{7}{2} b_o - \frac{5}{2} b_1\right] . \qquad (I.34)$$

Les autres coefficients utiles sont :

- la conductivité électronique :

$$\sigma_e = \frac{e^2 a_o}{m_e} \qquad (I.35)$$

- le coefficient thermoélectrique :

$$\mu_e = \frac{e k T_e}{m_e} \frac{5}{2} (a_o - a_1) \qquad (I.36)$$

- le coefficient de diffusion thermique :

$$\tau_e = \frac{ke}{m_e} (a_o + b_o). \qquad (I.37)$$

Ces coefficients servent à calculer la conductivité thermique électronique à courant nul K_e^o.

Dans les expressions précédentes, les quantités a_o, a_1 ... sont respectivement le premier, deuxième, ... termes du vecteur colonne $|a\rangle$. Nous verrons par la suite que le coefficient de transport directement accessible à la mesure est la diffusivité thermique électronique D, reliée à la conductivité thermique par :

$$D = \frac{K_e^o}{\frac{3}{2} k n_e} \quad . \tag{I.38}$$

I.2. CALCUL DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE ELECTRONIQUE DANS LES PLASMAS CLASSIQUES PARTIELLEMENT IONISES

I.2.1. La matrice d'interaction entre particules chargées

Nous avons vu dans le paragraphe I.1. qu'il y avait lieu de traiter de façon différente l'interaction interélectronique et l'interaction électron-ion. L'interaction électron-ion peut être décrite par l'intermédiaire d'une fréquence de collision monocinétique dont l'expression, en utilisant comme borne d'intégration la longueur de Debye, est :

$$\nu_{ei} = 4\pi \left(\frac{e^2}{4\pi \varepsilon_o m} \right)^2 n_i \frac{\log \Lambda}{v^3} \tag{I.39}$$

où $\log \Lambda$ est le logarithme coulombien ($\Lambda = 9 N_D$). Cette expression n'est valable que lorsque le logarithme coulombien est grand devant l'unité, soit lorsque $N_D \gg 1$ (plasma classique). Nous verrons dans le paragraphe I.3. comment on peut traiter le cas des plasmas dont le logarithme coulombien est de l'ordre de l'unité.

L'élément (n, m) de la matrice d'interaction électron-ion s'écrit, en introduisant la vitesse thermique électronique $v_{th}^2 = \frac{2 k T_e}{m_e}$:

$$\left[Q_{ei} \right]_{(n,m)} = \frac{2}{\sqrt{\pi}\, n_e} \int e^{-x}\, x^{3/2}\, \nu_{ei}(x)\, S_m^{3/2}(x)\, S_n^{3/2}(x)\, dx \tag{I.40}$$

avec $x = \left(\frac{v}{v_{th}} \right)^2$.

La fonction génératrice des polynômes de Sonine

$$\sum_{n=0}^{\infty} X^n S_n^{3/2}(x) = (1 - X)^{-5/2} \exp -\left(\frac{Xx}{1-X}\right) \qquad (I.41)$$

nous permet d'écrire l'élément (n, m) de la matrice d'interaction électron-ion sous la forme du coefficient de la double sommation infinie :

$$\sum_n \sum_m X^n Y^m (Q_{ei})_{(n,m)} = 8\sqrt{\pi}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_o m_e}\right)^2 \log\Lambda\, v_{th}^{-3} \int_0^\infty e^{-x}(1-X)^{-5/2}(1-Y)^{-5/2} \cdot \exp - x\left[\frac{X}{1-X} + \frac{Y}{1-Y}\right] dx. \qquad (I.42)$$

L'intégration de l'équation (I.42) est immédiate, on obtient en introduisant la fréquence de collision effective électron-ion pour le transfert des quantités de mouvement:

$$\langle \nu \rangle_{ei} = \frac{4\sqrt{2\pi}\, n_i \log\Lambda}{3 m_e^{1/2} (kT)^{3/2}} \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_o}\right)^2, \qquad (I.43)$$

$$\sum_n \sum_m X^n Y^m \left[Q_{ei}\right]_{(n,m)} = \frac{3}{2} \frac{\langle \nu \rangle_{ei}}{n_e} (1-X)^{-3/2}(1-Y)^{-3/2}(1-XY)^{-1}. \qquad (I.44)$$

L'interaction interélectronique ne peut pas être décrite par l'intermédiaire d'une fréquence de collision monocinétique comme nous venons de le faire pour l'interaction électron-ion. L'équation I.17 donne la forme de l'opérateur associé à ce type d'interaction. Nous avons discuté précédemment la validité de l'emploi d'un opérateur de collision binaire pour les interactions entre électrons : une description plus rigoureuse des déviations élémentaires des trajectoires électroniques a pour base l'équation de Fokker-Planck. Les éléments (n,m) de la matrice d'interaction électron-électron ont été calculés par Shkarofsky (1961)en partant du terme de collision de l'équation de Fokker-Planck et en utilisant la fonction génératrice des polynômes de Sonine. On peut montrer (il est trop long de développer les calculs dans ce mémoire), que le calcul des interactions interélectroniques traitées par le terme de collision de Boltzmann(Eq. I.17) donne un résultat équivalent. L'élément (n,m) de la matrice d'interaction électron-électron se met comme précédemment sous

la forme du coefficient de la double série infinie :

$$\sum_n \sum_m \left[Q_{ee}\right]_{(n,m)} X^n Y^m = \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{\langle \nu_{ei} \rangle}{n_e} \frac{XY(8-4X-4Y-XY+2X^2Y+2XY^2-3X^2Y^2)}{(1-XY)^2(2-X-Y)^{5/2}} \quad (I.45)$$

J'ai mis au point les programmes numériques qui permettent de calculer jusqu'à l'ordre $m = n = 30$ les éléments $\left[Q\right]_{(m,n)}$ par développement en série des membres de droite des équations précédentes et comparaison des termes d'ordre (m,n) égaux.

Nous abordons maintenant la contribution des interactions électron-neutre aux coefficients de transport. Les deux types d'interactions intervenant dans le calcul des coefficients de transport étant ensuite calculés, nous pourrons présenter les calculs complets de la conductivité thermique du gaz d'électrons dans un plasma partiellement ionisé.

I.2.2. La matrice d'interaction électron-neutre

Nous allons maintenant évaluer la contribution des interactions électron-neutre dans le calcul des coefficients de transport et plus précisément dans la matrice décrivant les interactions. On peut écrire l'équation matricielle I.25 sous la forme :

$$Q\,|a\rangle = (Q_{eo} + Q_e + Q_{ei})\,|a\rangle = |F\rangle\,, \quad (I.46)$$

et donc $|a\rangle = Q^{-1}\,|F\rangle$

avec une expression analogue pour le vecteur $|b\rangle$. Dans le cas de l'interaction électron-électron, nous avons vu que seul le calcul numérique peut donner la forme de la matrice Q^{-1}. Dans le cas de l'interaction électron-neutre, les éléments de la matrice Q_{eo} s'écrivent, en posant $x = (v/v_{th})^2$:

$$\left[Q_{eo}\right]_{(n,m)} = \frac{2}{\sqrt{\pi}\, n_e} \int_0^\infty e^{-x}\, x^{3/2}\, \nu_{eo}(x)\, S_n^{3/2}(x)\, S_m^{3/2}(x)\, dx\,. \quad (I.47)$$

Cette relation est a rapprocher de la condition d'orthogonalité des polynômes de Sonine (Eq. I.23). Nous pouvons écrire, dans la notation des

bras et des ket :

$$\langle S_n | S_m \rangle = \frac{\Gamma(\frac{5}{2} + n)}{\Gamma(n+1)} \delta_{nm} \qquad (I.48)$$

et

$$\left[Q_{eo}\right]_{(n,m)} = \frac{2}{\sqrt{\pi}\, n_e} \langle S_n | \mathcal{V}_{eo} | S_m \rangle. \qquad (I.49)$$

On a alors, en considérant l'équation I.46 :

$$|a\rangle = Q_{eo}^{-1} |F\rangle \qquad (I.50)$$

et

$$|b\rangle = Q_{eo}^{-1} |G\rangle \qquad (I.51)$$

où les vecteurs $|F\rangle$ et $|G\rangle$ ont la forme suivante :

$$|F\rangle = \begin{bmatrix} 3/2 \\ 0 \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \end{bmatrix} \quad ; \quad |G\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ -15/4 \\ 0 \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \end{bmatrix} \qquad (I.52)$$

d'après les équations I.24.

L'opérateur Q_{eo}^{-1} s'exprime en fonction de $\mathcal{V}_{eo}^{-1}$;en effet, l'élément (n,m) de la matrice Q_{eo}^{-1} est :

$$\left[Q_{eo}^{-1}\right]_{(n,m)} = \frac{\sqrt{\pi}\, n_e}{2} \frac{\langle S_n | \mathcal{V}_{eo}^{-1} | S_m \rangle}{\langle S_n | S_n \rangle \cdot \langle S_m | S_m \rangle} \qquad (I.53)$$

Cela se vérifie aisément en calculant la quantité

$$\left[Q_{eo}\, Q_{eo}^{-1}\right]_{(n,m)} = \sum_k \left[Q_{eo}\right]_{(n,k)} \left[Q_{eo}^{-1}\right]_{(k,m)}$$

qui exprime l'élément (n,m) de la matrice produit de Q_{eo} par son inverse.

Nous avons :

$$\sum_k \left[Q_{eo}\right]_{(n,k)} \left[Q_{eo}^{-1}\right]_{(k,m)} = \sum_k \frac{\langle S_n | \nu_{eo} | S_k \rangle \langle S_k | \nu_{eo}^{-1} | S_m \rangle}{\langle S_k | S_k \rangle \cdot \langle S_m | S_m \rangle} = \frac{\langle S_n | \nu_{eo} \left(\sum_k \frac{|S_k\rangle \langle S_k|}{\langle S_k | S_k \rangle} \right) \nu_{eo}^{-1} | S_m \rangle}{\langle S_m | S_m \rangle} \qquad (I.54)$$

qui, à partir de la relation de fermeture de la base orthogonale et complète des polynômes de Sonine, peut s'écrire :

$$\sum_k \left[Q_{eo}\right]_{(n,k)} \left[Q_{eo}^{-1}\right]_{(k,m)} = \frac{\langle S_n | \nu_{eo} \nu_{eo}^{-1} | S_m \rangle}{\langle S_m | S_m \rangle} = \delta_{n,m} .$$

Les équations (I.50) et (I.51), avec (I.52), permettent de définir l'élément d'ordre n des vecteurs $|a\rangle$ et $|b\rangle$ sous la forme

$$a_n = \frac{3}{2} \left[Q_{eo}^{-1}\right]_{(n,o)} = \frac{\Gamma(n+1)}{\Gamma(\frac{5}{2}+n)} n_e \langle S_n | \nu_{eo}^{-1} | S_o \rangle \qquad (I.55)$$

$$b_n = -\frac{15}{4} \left[Q_{eo}^{-1}\right]_{(n,1)} = -\frac{\Gamma(n+1)}{\Gamma(\frac{5}{2}+n)} n_e \langle S_n | \nu_{eo}^{-1} | S_1 \rangle .$$

Ces résultats sont formellement identiques à ceux que l'on peut obtenir directement à partir des équations (I.20) et (I.21) en supposant $I_e = 0$ et $\nu_{ei} = 0$. Cette hypothèse constitue ce que l'on appelle le modèle de Lorentz qui suppose que les électrons ont une masse faible devant celle des neutres et que leur densité est négligeable de façon à assurer l'inégalité forte $\nu_{ee} \ll \nu_{eo}$.

Nous venons de démontrer que dans le cadre des hypothèses du gaz de Lorentz, la solution formelle de Chapman et Cowling donnée par l'équation (I.50), qui nécessite la manipulation de matrices d'ordre infini, peut être remplacée par le calcul d'intégrales simples données par les équations I.55. Cette propriété avait déjà été notée par Mason (1966) sans être démontrée de façon complète. Son importance, du point de vue du calcul de la matrice d'interaction est cependant grande, car elle nous permet d'apprécier le degré de convergence du calcul des éléments des vecteurs $|a\rangle$ et $|b\rangle$ avec l'ordre N de la matrice, la solution de Lorentz constituant le résultat exact pour $N = \infty$. Nous verrons par la suite que pour certains gaz rares, en particulier ceux présentant un minimum

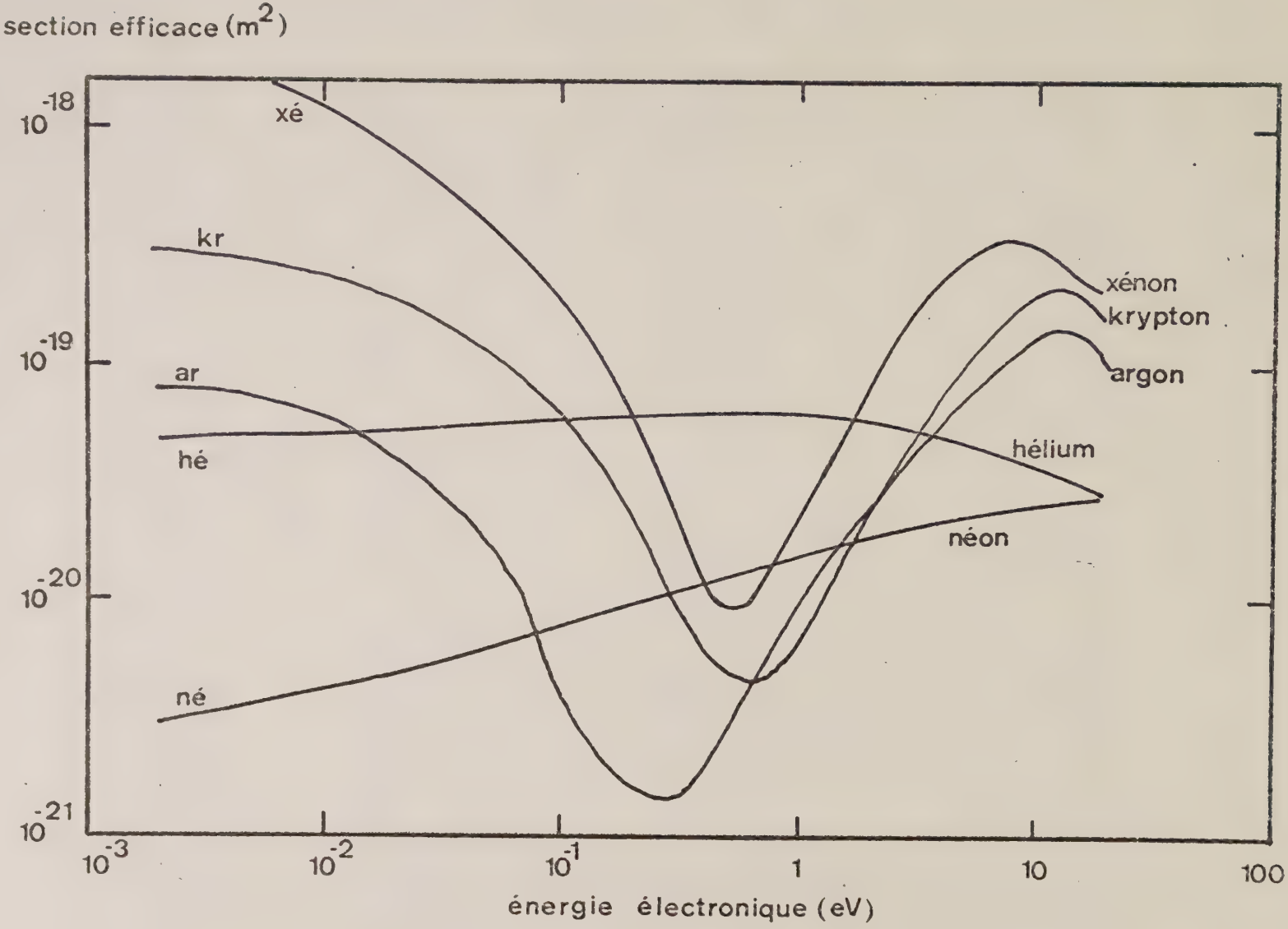


Fig.I.1 : Section efficace de collision élastique électron neutre (pour le transfert des quantités de mouvement) dans les gaz rares en fonction de l'énergie électronique.

Ramsauer avec l'énergie, la convergence est très lente : nous sommes contraints de poursuivre le calcul jusqu'à N = 30 pour assurer un écart inférieur à 1% entre la solution de Lorentz et la solution employant l'inversion de la matrice d'interaction.

La solution de Lorentz ne peut être employée que pour les très faibles densités électroniques : dans le cas général, nous emploierons la forme générale de la solution donnée par I.50 et I.51, en utilisant des matrices d'ordre suffisamment élevé pour donner des résultats très proches de ceux obtenus par I.55 lorsque la densité électronique est faible. Le problème est donc ramené au calcul des éléments de matrice par la formule I.47 où $\nu_{eo}(x)$ est une fonction de la vitesse et de la forme de la section efficace de collision électron-neutre avec l'énergie.

Les sections efficaces choisies pour les cinq gaz rares que nous avons plus particulièrement étudiés sont représentées sur la figure I.1 en fonction de l'énergie électronique. Pour chacun des gaz rares, le détail des références où nous avons pris les résultats expérimentaux, s'établit ainsi :

a) Hélium

Nous avons retenu l'expression analytique proposée par Sol et ses collaborateurs (1973) obtenue à partir des mesures de la fréquence de collision dans les plasmas cryogéniques. Cette expression est valable entre 210^{-4} eV et 10^{-1} eV :

$$\sigma_{eo}\,(cm^2) = 5{,}15.10^{-16}\left(\frac{u_e}{210^{-4}}\right)^{0{,}02}$$

où u_e est l'énergie électronique en électron volts. Dans la gamme d'énergie allant de 10^{-1} à 20 eV, nous avons retenu les résultats de Frost et Phelps (1964) qui se raccordent bien aux nôtres à 10^{-1} eV.

b) Néon

De la même façon, nous avons utilisé entre 10^{-3} et 1 eV l'expression analytique proposée par Sol dans sa thèse (1972) dont les valeurs, dans leur domaine commun de validité, sont en bon accord avec les résul-

tats expérimentaux de Robertson (1972) obtenus par la méthode d'essaim. Au-delà d'un eV, nous avons conservé ces derniers résultats qui se raccordent bien à nos propres résultats expérimentaux.

c) Argon et xénon

Les résultats expérimentaux de Sol (thèse, 1972) ont également été retenus dans le domaine d'énergie allant de 10^{-2} à 1 eV. Ces résultats sont en bon accord avec ceux de Phelps, sauf en ce qui concerne la position et la profondeur du minimum Ramsauer. Au-delà d'un eV, nous avons retenu les résultats de Phelps.

d) Krypton

Ce gaz n'avait pas été abordé lors de l'étude expérimentale de la section efficace de collision électron-neutre dans les gaz rares que Sol avait entreprise au laboratoire. Nous avons retenu les résultats de Phelps (1964) dans tout le domaine d'énergie couvert par cette étude (10^{-3} - 20 eV).

Nous abordons maintenant l'exposé des méthodes numériques que j'ai employées pour calculer les matrices d'interaction et les inverser, puis finalement pour calculer la conductivité thermique et la conductivité électrique.

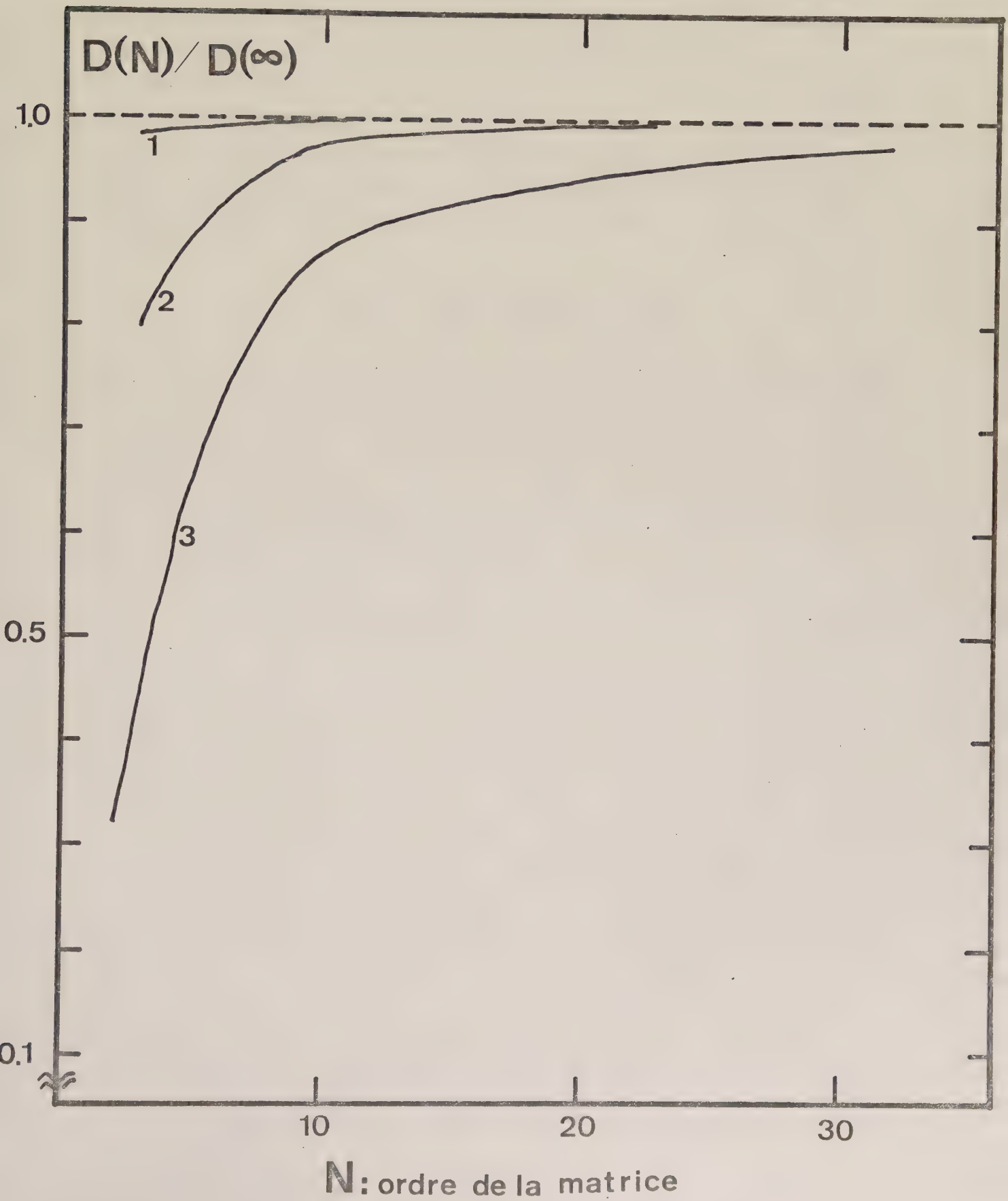
I.2.3. Techniques numériques utilisées pour le calcul des éléments des matrices d'interaction

I.2.3.1. Cas des plasmas complètement ionisés

Le calcul numérique des coefficients de transport d'un plasma classique, complètement ionisé, est obtenu en inversant la matrice dont les éléments sont calculés à partir des résultats du paragraphe I.2.1. Nous utilisons un programme d'inversion de matrice rédigé en langage FORTRAN qui provient de la bibliothèque du CERN*. Ce programme utilise la méthode classique de Gauss-Jordan, dont l'application est simplifiée par la nature symétrique de la matrice d'interaction coulombienne. La valeur asymptotique des coefficients de transport, qui serait obtenue pour N (ordre de la matrice) infini, ne peut pas être calculée par la méthode de

* CERN COMPUTER 6000 series Program library

Fig.I.2 : Influence de l'ordre N de la matrice d'interaction sur la convergence de la diffusivité thermique électronique. 1 : interaction coulombienne, l'asymptote correspond au calcul de Spitzer. 2 : néon, T_e = 10000°K. 3 : argon, T_e = 10000°K. Pour les courbes 2 et 3, l'asymptote est calculée en utilisant le modèle de Lorentz.



Lorentz, les hypothèses de ce modèle étant évidemment non satisfaites. On constate cependant que la convergence est rapide, comme le montre la figure I.2 où la diffusivité thermique ($D = K/\frac{3}{2} k n_e$) en valeur normalisée est portée en fonction de l'ordre N de la matrice. La matrice correspondant à l'ordre N = 2 ne tient compte que par un seul terme de l'interaction électron-électron (voir paragraphe I.2.1.); les résultats obtenus sont donc peu significatifs. On constate que pour l'ordre N = 3, on obtient déjà une valeur proche de la valeur asymptotique (l'écart est de 1%). (La valeur asymptotique est déduite du travail de Spitzer et Härm (1953)).

I.2.3.2. Cas des plasmas faiblement ionisés

Les coefficients de transport peuvent alors être calculés par deux méthodes, pourvu que l'interaction entre électrons (et par voie de conséquence, l'interaction électron-ion) soit négligeable. Ces deux méthodes, la méthode de Lorentz et la méthode de l'inversion de la matrice d'interaction, mettent en jeu le calcul d'intégrales dont la fonction poids est une exponentielle. Ces intégrales (formules I.47 et I.55) peuvent se mettre sous la forme très générale :

$$y = \int_0^\infty f(x) \exp(-x)\, dx, \qquad \text{(I.56)}$$

où f(x) met en jeu le produit de deux polynômes de Sonine et de la section efficace pour le transfert des quantités de mouvement. Comme nous voulons pouvoir utiliser des matrices jusqu'à l'ordre 30 (degré 30 pour les polynômes de Sonine) et que la variation de section efficace n'est jamais très rapide avec l'énergie, la méthode numérique de Gauss-Laguerre avec 32 points d'intégration, est bien adaptée à l'évaluation de l'intégrale I.56. En effet, dans ce cas, l'intégrale évaluée numériquement serait exacte si f(x) était un polynôme de degré au plus égal à 63. Les 32 points d'intégration sont les racines de polynômes de Laguerre de degré 32 : ils ne coïncident pas forcément avec les arguments des tables de section efficace dont nous disposons. Nous sommes donc contraints d'interpoler les valeurs de sections efficaces pour les valeurs des arguments imposés par la méthode d'intégration. Cette interpolation est réalisée par approximations successives par la méthode de Lagrange. Nos

sections efficaces sont connues en une vingtaine de points dans la gamme d'énergie 2.10^{-3} à 20 eV. Le choix de 20 points est totalement arbitraire ; on constate seulement que ce nombre est suffisant pour décrire tous les détails de la variation de la section efficace dans la gamme d'énergie considérée.

Pour les gaz présentant un minimum Ramsauer, un plus grand nombre de points est utilisé au voisinage de ce minimum. En fait, ce ne sont pas les valeurs absolues de la section efficace (de l'ordre de 10^{-20} m^2), mais les logarithmes naturels de ces valeurs et de leurs arguments que nous interpolons. Les méthodes de calcul que nous avons employées sont des méthodes éprouvées ; la précision de nos calculs numériques n'est en fait limitée que par les erreurs d'arrondi propres à la précision de l'ordinateur utilisé.

Nous avons constaté, comme nos prédécesseurs et en particulier Devoto, que la convergence de la méthode de l'inversion de la matrice d'interaction est très lente pour certains gaz rares. C'est particulièrement le cas de l'argon à haute température (T_e = 10 000°K) où dans la gamme d'énergie concernée, la section efficace de collision électron-neutre croît fortement avec l'énergie. Nos résultats sont portés sur la figure I.2. Nous avons évalué la contribution électron-neutre (D_{eo}) de la diffusivité thermique à T_e = 10 000°K, $n_o = 10^{16}$ cm^{-3}. La solution asymptotique ($N = \infty$) est calculée par la méthode de Lorentz (équation I.55). On constate que pour N = 30, la méthode de l'inversion de matrice donne des résultats qui sont inférieurs de 4% à la valeur asymptotique de Lorentz. Le cas que nous avons étudié est en fait le cas le plus défavorable pour les cinq gaz rares envisagés. Dans la plupart des cas, la méthode de l'inversion de matrice donne des résultats qui se rapprochent à mieux d'un pourcent des valeurs asymptotiques pour une matrice 30x30. Dans l'hélium, dont la section efficace varie peu avec l'énergie, une matrice 10x10 assure une convergence satisfaisante.

I.2.3.3. Cas des plasmas partiellement ionisés

Dans ce cas, il faut ajouter terme à terme la matrice d'interaction électron-neutre et la matrice d'interaction coulombienne avant de procéder à l'inversion. Selon la nature du gaz et le rapport ν_{ei} / ν_{eo} carac-

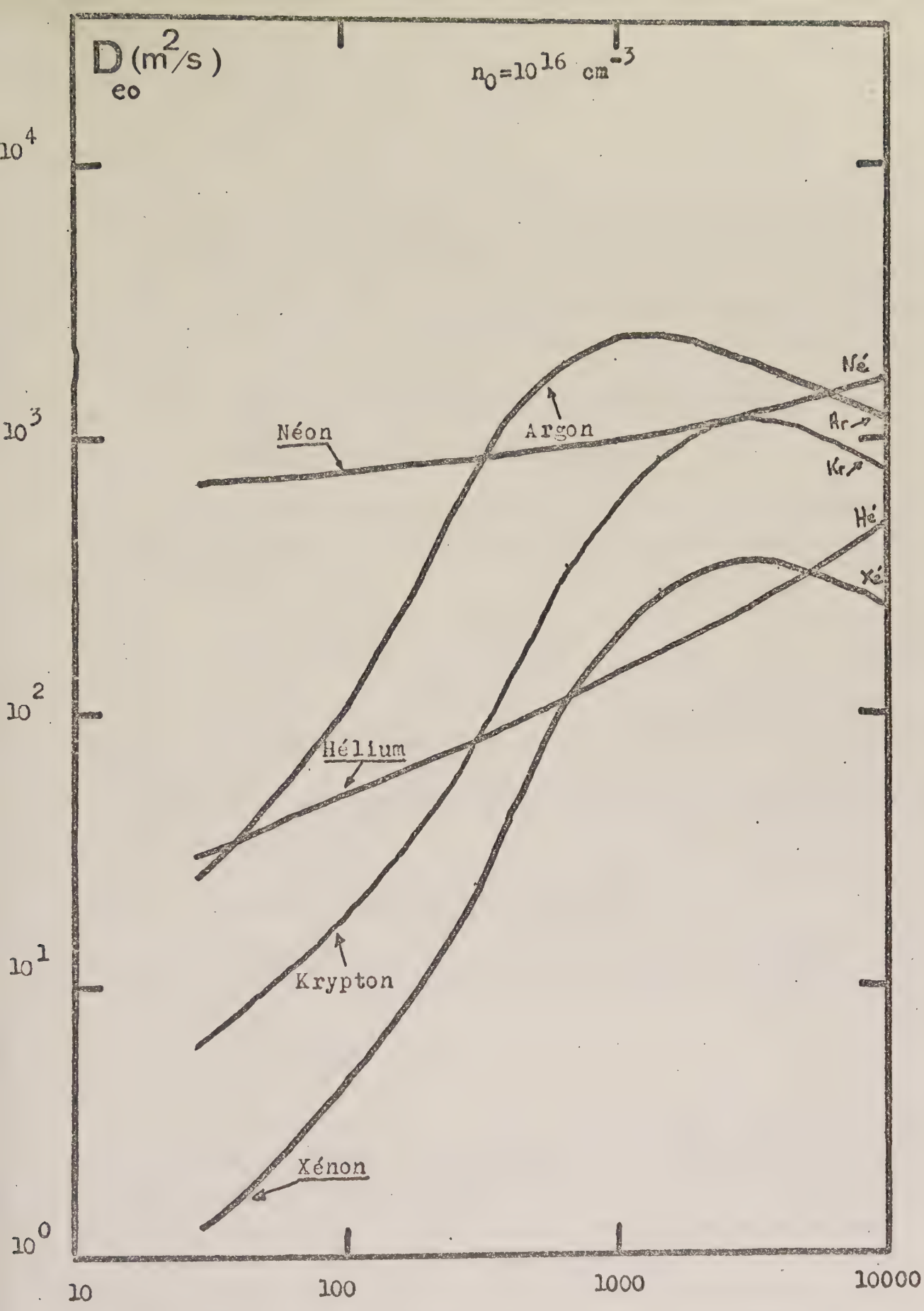


Fig. I.3 : Contribution des interactions électron-neutre à la diffusivité thermique électronique en fonction de la température électronique pour les cinq gaz rares.

téristique de l'influence des interactions coulombiennes par rapport aux interactions électron-neutre, la convergence des résultats est plus ou moins rapide. On constate cependant, qu'il existe toujours une valeur de N inférieure à 30 telle que les résultats ne varient plus que d'une fraction de pourcent entre deux ordres d'approximation successifs.

I.2.4. Calcul de la conductivité thermique électronique

I.2.4.1. Plasmas complètement ionisés

En désignant par D_{ei} la diffusivité thermique électronique d'un plasma complètement ionisé, nos résultats théoriques, traduits sous forme analytique, donnent :

$$D_{ei} = 8{,}85.10^{6} \frac{T_e^{5/2}}{n_e \log(9N_D)} \qquad (I.57)$$

avec $N_D = 4{,}3569.10^{-2} \sqrt{\frac{T_e^3}{n_e x 10^9}}$, où n_e est en cm^{-3} et T_e en degré Kelvin, la diffusisité thermique ayant les mêmes dimensions qu'un coefficient de diffusion (m^2/s).

I.2.4.2. Plasmas faiblement ionisés

Dans ces plasmas, l'interaction coulombienne est négligeable vis-à-vis de l'interaction électron-neutre. Cette condition est traduite par :

$$\tau_e = \frac{\nu_{ei}}{\nu_{eo}} \ll 1.$$

Si l'on désigne par D_{eo} la diffusivité thermique électronique correspondante, nos résultats sont présentés sur la figure I.3. Nous avons porté en fait D_{eo} pour une densité de neutres égale à 10^6 cm^{-3}, en fonction de la température électronique pour les cinq gaz rares que nous avons étudiés. On constate que les gaz présentant un minimum Ramsauer (xénon, krypton, argon) ont un maximum de diffusivité thermique avec la température. Cela est dû au fait que la diffusivité thermique est inversement proportionnelle à la fréquence de collision. Pour des densités d'atomes neutres différentes de $n_o = 10^{16}$ cm^{-3}, on emploiera la formule :

$$D_{eo}(n) = D_{eo}(n_o) \times \frac{n_o}{n} .$$

I.2.4.3. Plasmas partiellement ionisés

Nous avons vu précédemment que dans la limite $\zeta_e = \frac{\nu_{ei}}{\nu_{eo}} \ll 1$, la diffusivité thermique était inversement proportionnelle à la fréquence de collision électron-neutre. Il en est de même dans la limite opposée ($\zeta_e \gg 1$) où, d'après I.57, on peut écrire :

$$D_{ei} \approx \frac{T_e}{\nu_{ei}} \quad . \tag{I.58}$$

Les fréquences de collisions étant additives, dans le cas d'un plasma où $\zeta_e \simeq 1$, on conçoit intuitivement qu'il soit possible d'écrire :

$$D^{-1} = (D_{eo}^{-1} + D_{ei}^{-1}) \frac{1}{h(\zeta_e)} \tag{I.59}$$

où D est la diffusivité thermique globale, tenant compte de toutes les interactions et $h(\zeta_e)$ est un facteur correctif ne dépendant que du rapport ν_{ei} / ν_{eo}. La fonction $h(\zeta_e)$ est égale à l'unité pour $\zeta_e \gg 1$ et $\zeta_e \ll 1$, sa valeur est inférieure à l'unité pour les rapports de l'ordre de l'unité. La figure I,4 montre les variations typiques de $h(\zeta_e)$ avec ζ_e en coordonnées semi-logarithmes. La forme de cette courbe nous suggère une représentation analytique gaussienne de la forme

$$h(\zeta_e) = 1 - A \exp - \frac{(\log \frac{\zeta_e}{B})^2}{C} \tag{I.60}$$

où A, B, C sont des paramètres à ajuster pour obtenir un bon accord entre la représentation analytique et les résultats numériques. Les tableaux suivants montrent les valeurs prises pour A, B et C dans les cinq gaz rares en fonction de la température électronique. Finalement, le calcul de la diffusivité thermique devient très simple quel que soit le degré d'ionisation. Connaissant la pression, la densité électronique et la température électronique, on calcule tout d'abord D_{ei}, puis à l'aide de la courbe I.3, D_{eo}. On additionne ces quantités en parallèle et on calcule le facteur correctif $h(\zeta_e)$ en appliquant I.60, à l'aide des tableaux. Cette procédure donne des résultats exacts quels que soient le degré d'ionisation et la température électronique.

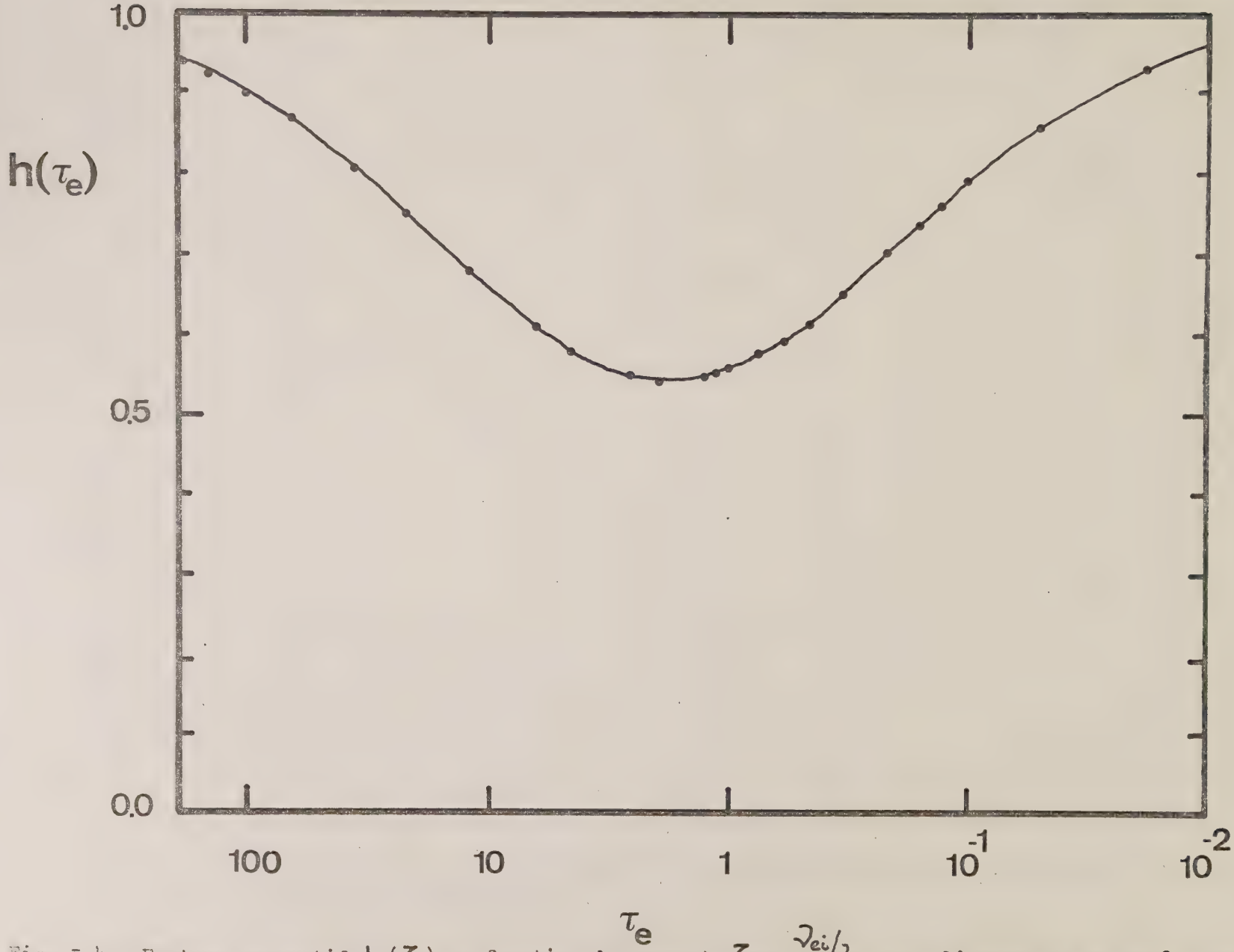


Fig. I.4 : Facteur correctif $h(\tau_e)$ en fonction du rapport $\tau_e = \nu_{ei}/\nu_{eo}$ pour l'argon, T_e = 2000°K. Les points correspondent aux valeurs numériques calculées, la courbe en trait continu représente l'approximation des moindres carrés.

	Hélium			Néon			Argon			Krypton			Xénon		
$T_e(°K)$	A	B	C	A	B	C	A	B	C	A	B	C	A	B	C
30	0.260	0.725	9.38	0.387	0.744	10.75	0.175	0.542	8.65	0.203	0.603	8.78	0.162	0.552	8.00
100	0.266	0.728	9.46	0.413	0.527	11.29	0.059	0.336	8.51	0.129	0.546	8.33	0.089	0.542	7.91
300	0.275	0.737	9.49	0.410	0.560	11.35	0.017	0.338	8.54	0.035	0.352	8.31	0.020	0.373	8.03
650	0.282	0.730	9.50	0.401	0.583	11.15	0.124	1.296	7.90	0.015	0.349	8.39	0.012	0.423	7.76
1000	0.282	0.702	9.56	0.393	0.576	10.95	0.257	2.050	8.71	0.036	0.766	7.58	0.042	0.780	7.51
1500	0.277	0.678	9.54	0.380	0.579	10.76	0.379	2.098	9.90	0.097	1.305	7.75	0.120	1.313	7.84
2000	0.269	0.675	9.52	0.375	0.571	10.71	0.451	1.754	10.52	0.173	1.873	8.16	0.204	1.801	8.40
2500	0.263	0.671	9.51	0.374	0.556	10.72	0.497	1.251	11.56	0.246	2.275	8.61	0.275	2.218	8.90
3000	0.262	0.661	9.48	0.371	0.546	10.72	0.523	1.008	12.11	0.309	2.463	9.07	0.334	2.325	9.38
4000	0.259	0.640	9.44	0.364	0.535	10.69	0.546	0.786	12.71	0.407	2.204	10.08	0.420	1.950	10.42
6000	0.236	0.646	9.23	0.346	0.546	10.60	0.602	0.516	14.04	0.508	1.379	11.80	0.511	1.193	11.59
8000	0.223	0.624	9.21	0.336	0.570	10.53	0.618	0.462	14.31	0.557	0.944	12.78	0.549	0.784	12.03
10000	0.215	0.607	9.24	0.332	0.597	10.48	0.626	0.441	14.21	0.585	0.724	13.15	0.554	0.607	11.91

Coefficients A, B, C de l'approximation analytique gaussienne du facteur correctif $h(\tau_e)$ pour les cinq gaz rares.

Nos résultats concernant la partie électron-neutre de la diffusivité thermique sont actuellement les plus précis ; ils mettent en jeu des matrices d'interaction pouvant aller jusqu'à l'ordre 30.

L'étude détaillée de la convergence de nos résultats montre clairement que dans le cas des gaz présentant un minimum Ramsauer, il est absolument nécessaire de pousser le calcul jusqu'à des ordres aussi élevés. La procédure d'addition des diffusivités en parallèle, corrigée par le facteur $h(\zeta_e)$, que nous proposons est considérablement plus précise que celles utilisées antérieurement (Wilkins et Gyftopoulos, 1966 ; Frost, 1961 ; Schweitzer et Mitchner, 1966 ; Asinovskii et Batenin, 1968). Elle permet de calculer très simplement les propriétés de transport thermique dans un plasma de composition connue.

I.3. CALCUL DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE ELECTRONIQUE DANS LES PLASMAS A CORRELATIONS FORTES

Nous avons vu précédemment que le calcul des propriétés de transport électronique dans un plasma partiellement ionisé devait tenir compte d'une part des interactions électron-neutre et d' autre part des interactions entre particules chargées. Pour décrire le comportement des plasmas classiques, nous avons utilisé pour ce dernier type d'interactions la coupure usuelle à la longueur de Debye dans les intégrales de collision. Lorsque le nombre d'électrons dans la sphère de Debye tend vers l'unité, le logarithme coulombien devient lui-même de l'ordre de l'unité : les termes non dominants dans les intégrales de collision ne sont pas plus négligeables devant le logarithme coulombien.

Nous présentons dans ce paragraphe le calcul des propriétés de transport des plasmas avec $N_D \geq 1$, en utilisant un potentiel effectif tenant compte de l'écrantage statique des ions par les électrons.

I.3.1. Traitement des interactions entre particules chargées dans les plasmas à corrélations fortes

Nous nous limiterons au cas des plasmas macroscopiquement neutres ($n_e = n_i$), constitué d'électrons et d'ions une fois ionisés ($Z = 1$) avec $N_D \geq 1$.

Dans les vingt dernières années, un effort considérable a été entrepris pour établir une équation cinétique convergente (ne nécessitant pas l'emploi de longueur de coupure arbitraire) applicable à un plasma complètement ionisé. Pour résumer ces travaux, nous avons distingué trois méthodes qui représentent des approches physiques légèrement différentes du problème, mais qui donnent toutes des résultats comparables dans l'évaluation des coefficients de transport pour $N_D \geq 1$.

I.3.1.1. La méthode du potentiel effectif entre particules chargées

Cette méthode a été utilisée tout d'abord par Liboff (1959), puis reprise par Mason et ses collaborateurs. Elle consiste à employer l'équation de Boltzmann avec un terme de collisions entre particules chargées régies par le potentiel de Debye. Les intégrales de collisions de la théorie de Chapman-Enskog sont alors convergentes sans qu'il soit nécessaire d'introduire une coupure arbitraire dans l'intégration. Cette méthode donne à la fois la valeur correcte des termes dominants, et les termes non dominants.

-a) Calcul de Liboff, écrantage statique

Le potentiel d'interaction électron-ion est séparé en deux régions : une partie coulombienne pour $0 \leq r \leq L$ et une partie où règne le potentiel de Debye pour $L \leq r \leq \infty$, où L est une distance arbitraire, telle que :

$$\lambda_L < L < \lambda_D .$$

(Rappelons que $3\ \lambda_L < \lambda_D$ si $N_D > 1$).

Les termes de la matrice d'interaction Q s'expriment en fonction des intégrales de collision $\Omega^{(\ell, m)}$ introduites dans le formalisme de Chapman et Cowling (1958).

Les intégrales de collision $\Omega^{(\ell,m)}$ sont de la forme :

$$\Omega^{(\ell,m)} = \pi^{1/2}\, v_{th} \int_0^\infty \exp - x^2\, x^{2m+3}\, \Lambda^{(\ell)}\, dx \qquad (I.61)$$

avec $x^2 = (v/v_{th})^2$ où v_{th} a été défini précédemment, et :

$$\Lambda^{(\ell)} = \int_0^{\infty} (1 - \cos^{\ell} \chi)\, b\, db \qquad (I.62)$$

où χ est l'angle de déviation lors d'une collision et b le paramètre d'impact. Les intégrales sont décomposées en deux parties :

$$\Omega^{(\ell, m)} = \int_0^{L} + \int_L^{\infty}$$

où, dans le premier membre de droite, on utilise l'expression de l'angle de déviation pour le potentiel coulombien et dans le second membre, la valeur correspondante relative au potentiel de Debye ; on vérifie bien que la distance L disparaît dans les calculs.

Ces calculs, où l'on ne tient pas compte des effets quantiques, considèrent l'écrantage des électrons par les ions comme un phénomène statique, c'est-à-dire que les ions ne jouent le rôle que d'un fond neutralisant et restent immobiles en raison de leur inertie liée à leur masse élevée. Ce modèle est assez réaliste pour étudier les propriétés des plasmas à basse température et densité modérée, tels nos plasmas cryogéniques. C'est ce modèle que nous appliquerons au calcul de la conductivité thermique d'un plasma fortement corrélé.

- b) Ecrantage dynamique

Le modèle précédent n'est plus valable dès que la température électronique et la température ionique sont élevées. Il faut alors tenir compte du mouvement propre des ions dont l'inertie retarde l'écrantage instantané par les électrons. Une autre façon de voir le problème est de considérer que la neutralité microscopique est constamment violée par l'écrantage imparfait des électrons et qu'une partie du transport d'énergie électronique est assuré par émission d'ondes à des fréquences voisines de la fréquence de plasma.

La nature binaire des collisions à faible paramètre d'impact est ainsi conciliée avec l'aspect ondulatoire des actions à longue portée. Mason et ses collaborateurs ont utilisé ce modèle sur une gamme étendue de paramètres de plasma en couvrant également le domaine où les effets quantiques sont importants (Mason et coll., 1971). Les intégrales de collision sont calculées de la façon suivante :

- Pour $0 \leqslant r < b_1 = 2.10^{-3}\ \lambda_D$, le potentiel est coulombien et l'intégration peut être conduite analytiquement.

- Pour $b_2 < r < \infty$, l'angle de déviation est suffisamment petit pour justifier l'emploi de l'approximation des petita angles (Liboff, 1955).

- Pour $b_1 < r < b_2$, le potentiel utilisé est le potentiel de Debye

$$\varphi(r) = \frac{\varphi_o\ \lambda_D}{r}\ \exp -\frac{r}{\lambda_D}$$

et le calcul est conduit numériquement.

Les auteurs précités donnent des tables des intégrales de collision $\Omega^{(\ell,m)}$ en fonction du paramètre T^* ($T^* = \frac{1}{\mathcal{E}}$) où, pour $T^* \gg 1$, les intégrales de collision sont identiques pour un potentiel attractif et un potentiel répulsif. Pour le cas qui nous intéresse, $N_D > 1$, on constate que ce calcul, basé sur l'écrantage dynamique des particules, donne des intégrales de collision s'écartant au plus de 2% de celles obtenues par la méthode analytique de Liboff, utilisant l'écrantage statique. On remarque que ces auteurs ont prolongé leurs calculs jusqu'à $T^* = 0.1$ ($\mathcal{E} = 10$, $N_D = 0.03$) en prenant le potentiel de Debye comme un modèle rigoureux du potentiel effectif du plasma ; nous pensons que dans cette zone, la notion même de longueur de Debye n'est plus claire et que l'on doit tenir compte des corrélations multiples entre les espèces chargées du plasma.

I.3.1.2. La théorie unifiée de Kihara et Aono

Cette méthode, développée par Kihara et Aono (1963) et appliquée au calcul des coefficients de transport électroniques par Itakawa (1963), est, du point de vue formel, identique à la méthode de l'écrantage dynamique développée précédemment. Le phénomène d'écrantage du potentiel coulombien dépend des variations spatiales et temporelles du milieu et peut donc se traiter par l'intermédiaire d'une théorie cinétique. Les interactions collectives, à grande distance, peuvent être traitées par une théorie où ces interactions, dues à la propagation d'ondes dans le plasma, dépendent de la perméabilité diélectrique du gaz ionisé. Cette perméabilité est à la fois fonction du nombre d'ondes k et de la fréquence ω des

ondes de relaxation électroniques. Malheureusement, les intégrales qui donnent le temps de relaxation de ces oscillations sont divergentes (Kihara et Aono, 1963) pour des raisons analogues à celles qui causent la divergence des intégrales de collision. Kihara et Aono ont proposé une théorie unifiée qui permet d'accorder l'aspect collisionnel et l'aspect ondulatoire des interactions entre particules chargées. Ils font appel à un paramètre auxiliaire b_o tel que :

$$\lambda_L \ll b_o \ll \lambda_D$$

qui disparaît dans le résultat final.

Lorsque cette théorie est appliquée au calcul des intégrales de collision (Itakawa, 1963), les coefficients de transport obtenus par la méthode classique de Chapman-Enskog sont en accord avec les résultats obtenus en employant la méthode de l'écrantage dynamique. Ce calcul étend le domaine de validité du calcul correct des coefficients de transport, non seulement aux grandes valeurs du logarithme coulombien, mais aussi aux grandes valeurs de son argument.

I.3.1.3. Les équations cinétiques spécifiques des plasmas complètement ionisés

Cette troisième approche du problème de la description cinétique d'un plasma complètement ionisé, est plus fondamentale, car elle ne prend pas pour base le concept de collisions binaires impliqué par l'emploi du terme de Boltzmann.

L'équation cinétique de Gould et Dewitt (1967) est certainement la meilleure équation pour décrire le cas d'un plasma macroscopiquement neutre où les ions ne jouent le rôle que d'un fond continu neutralisant. Cette équation est dérivée à partir de la théorie à l'équilibre du gaz d'électrons (Dewitt, 1967) déjà développée par l'un des auteurs. Williams et Dewitt (1969) ont utilisé la méthode de Chapman-Enskog appliquée à cette équation cinétique pour calculer les coefficients de transport des électrons. Le calcul complet inclut les effets quantiques qui sont surtout importants à haute température. Dans le cas des basses températures qui nous intéresse plus particulièrement, ce formalisme donne des résultats identiques à ceux obtenus par Liboff (1959) et Kihara et Aono (1967).

Braun (1967) a utilisé l'équation cinétique de Lenard-Balescu pour calculer les coefficients de transports électroniques. Ces résultats montrent une différence de 5% avec ceux calculés par Itakawa. Enfin, nous citerons les efforts de Weinstock (1967), Wigley et Green (1968) et Guernsey (1964) qui ont tous établi des équations cinétiques correctes au premier ordre du paramètre de plasma.

Une comparaison détaillée des différents niveaux d'approximation retenus dans ces équations peut être trouvée dans l'article de revue de Aono (1968).

I.3.2. Calcul des intégrales de collision avec le potentiel de Debye

Nous avons vu au paragraphe I.3.1.1. que dans la région des paramètres de plasma tels que $N_D \geq 1$, les calculs analytiques de Liboff (1955) donnaient des résultats pour les intégrales de collision très peu différents de ceux obtenus par des méthodes numériques complexes (Mason, 1971). Les intégrales de collision $\Omega^{(\ell,m)}$ présentées dans l'article original de Liboff ne sont correctes que pour les termes dominants proportionnels au logarithme coulombien, des erreurs, dues sans doute à une intégration erronée, s'étant glissées dans l'évaluation des termes non-dominants. Nous avons vu précédemment, lors de la présentation de nos résultats dans les plasmas classiques, que le calcul numérique reste suffisamment précis si l'on se borne au développement en polynômes de Sonine jusqu'à l'ordre 3 de la partie anisotrope de la fonction de distribution, c'est-à-dire si l'on remplace la matrice infinie de l'équation I.25 par une matrice 3x3. Il nous faut donc calculer de nouvelles intégrales de collision qui étendent l'approximation d'ordre 2 retenue par Liboff à l'ordre 3 et généraliser le formalisme à l'étude du potentiel de Debye attractif (électron-ion) et répulsif (électron-électron).

I.3.2.1. Rappels concernant la forme des éléments de la matrice Q

En suivant la notation de Chapman et Cowling (1958), les éléments de matrice sont calculés à partir des intégrales de collision dans le cas d'un gaz ionisé avec $n_e = n_i$ et $m_e \ll m_i$:

$$\left[\underset{\sim}{u}_e,\ \underset{\sim}{u}_e\right]_{ei} = 8\,\Omega_{ei}^{(1,1)}$$

$$\left[\underset{\sim}{u}_e,\ S_{\frac{3}{2}}^{(1)}(u_e^2)\underset{\sim}{u}_e\right]_{ei} = 8\left(\frac{5}{2}\,\Omega_{ei}^{(1,1)} - \Omega_{ei}^{(1,2)}\right)$$

$$\left[\underset{\sim}{u}_e,\ S_{\frac{3}{2}}^{(2)}(u_e^2)\underset{\sim}{u}_e\right]_{ei} = 8\left(\frac{35}{8}\,\Omega_{ei}^{(1,1)} - \frac{7}{2}\,\Omega_{ei}^{(1,2)} + \frac{1}{2}\,\Omega_{ei}^{(1,3)}\right)$$

$$\left[S_{\frac{3}{2}}^{(1)}(u_e^2)\,\underset{\sim}{u}_e,\ S_{\frac{3}{2}}^{(1)}(u_e^2)\underset{\sim}{u}_e\right]_{ei} = 8\left(\frac{25}{4}\,\Omega_{ei}^{(1,1)} - 5\,\Omega_{ei}^{(1,2)} + \Omega_{ei}^{(1,3)}\right)$$

$$\left[S_{\frac{3}{2}}^{(1)}(u_e^2)\underset{\sim}{u}_e,\ S_{\frac{3}{2}}^{(2)}(u_e^2)\underset{\sim}{u}_e\right]_{ei} = 8\left(\frac{175}{16}\,\Omega_{ei}^{(1,1)} - \frac{105}{8}\,\Omega_{ei}^{(1,2)} + \frac{19}{4}\,\Omega_{ei}^{(1,3)} - \frac{1}{2}\,\Omega_{ei}^{(1,4)}\right)$$

$$\left[S_{\frac{3}{2}}^{(2)}(u_e^2)\,\underset{\sim}{u}_e,\ S_{\frac{3}{2}}^{(2)}(u_e^2)\underset{\sim}{u}_e\right]_{ei} = 8\left(\frac{225}{64}\,\Omega_{ei}^{(1,1)} - \frac{245}{8}\,\Omega_{ei}^{(1,2)} + \frac{133}{8}\,\Omega_{ei}^{(1,3)} - \frac{7}{2}\,\Omega_{ei}^{(1,4)} + \frac{1}{4}\,\Omega_{ei}^{(1,5)}\right) \qquad \text{(I.63)}$$

$$\left[\underset{\sim}{u}_e,\ S_{\frac{3}{2}}^{(n)}(u_e^2)\,\underset{\sim}{u}_e\right]_e = 0 \qquad \text{pour } n = 0 \text{ à } \infty$$

$$\left[S_{\frac{3}{2}}^{(1)}(u_e^2)\,\underset{\sim}{u}_e,\ S_{\frac{3}{2}}^{(1)}(u_e^2)\,\underset{\sim}{u}_e\right]_e = 4\,\Omega_e^{(2,2)}$$

$$\left[S_{\frac{3}{2}}^{(1,}(u_e^2)\underset{\sim}{u}_e,\ S_{\frac{3}{2}}^{(2)}(u_e^2)\underset{\sim}{u}_e\right]_e = 7\,\Omega_e^{(2,2)} - 2\,\Omega_e^{(2,3)}$$

$$\left[S_{\frac{3}{2}}^{(2)}(u_e^2)\,\underset{\sim}{u}_e,\ S_{\frac{3}{2}}^{(2)}(u_e^2)\,\underset{\sim}{u}_e\right]_e = \frac{77}{4}\,\Omega_e^{(2,2)} - 7\,\Omega_e^{(2,3)} + \Omega_e^{(2,4)}$$

Le problème est donc de déterminer les intégrales $\Omega^{(\ell,m)}$ pour le potentiel de Debye. On suppose implicitement que l'écrantage des électrons est statique (les ions, en raison de leur faible température sont considérés comme immobiles) et que seul l'écrantage électronique est important. Cette restriction sera discuté plus loin ; elle conduit à défi-

nir la longueur de Debye par :

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_o \, k \, T_e}{n_e \, e^2} \right)^{1/2} .$$

I.3.2.2. Potentiel de Debye attractif, interaction électron-ion

La forme générale des intégrales $\Omega^{(\ell,m)}$ est :

$$\Omega^{(\ell,m)} = \sqrt{\frac{2\pi k \, T_e}{\mu}} \int_0^\infty \exp - V^2 \; V^{2m+3} \; \Lambda^{(\ell)} \, dV \qquad (I.64)$$

où μ est la masse réduite des deux particules en interaction et V la vitesse réduite ($V^2 = \frac{\mu v_g^2}{2k \, T_e}$) et

$$\Lambda^{(\ell)} = \int_0^\infty (1 - \cos^\ell \chi) \, b \, db \qquad (I.65)$$

où χ est l'angle de déviation et b, le paramètre d'impact.

Dans le cas de l'interaction électron-ion, on a :

$$\mu = m_e \quad \text{et} \quad V^2 = \left(\frac{v}{v_{th}} \right)^2$$

en suivant les notations d$_u$ paragraphe précédent.

Nous avons vu dans le paragraphe I.3.2.1. que nous n'avions besoin, au troisième ordre que de $\Omega^{(\ell,m)}$ avec $\ell \leq 2$.

- a) Calcul des $\Lambda^{(\ell)}$

Nous définissons un pseudo potentiel d'interaction entre particules chargées, de la façon suivante :

La condition $\lambda_L \ll \lambda_D$ nous amène à choisir une longueur L arbitraire, telle que :

$\lambda_L \ll L \ll \lambda_D$, le potentiel d'interaction étant défini par :

$$\varphi(r) = \frac{\varphi_o}{r} \; ; \quad r < L$$

$$\varphi(r) = \frac{\varphi_o}{r} \lambda_D \exp - \frac{r}{\lambda_D} \; ; \quad r \geq L$$

D'une façon analogue, les intégrales $\Lambda^{(\ell)}$ seront calculées et séparées en deux parties correspondant à chacune des régions, définies précédemment :

$$\Lambda^{(\ell)} = \int_0^L b\,db\,(1 - \cos^{\ell}\chi_c) + \int_L^{\infty} b\,db\,(1 - \cos^{\ell}\chi_D) \qquad (I.66)$$

où χ_c et χ_D sont respectivement les angles de déviation correspondant au potentiel de Coulomb ($r < L$) et au potentiel de Debye ($r \geq L$).

Les expressions des angles de déviation sont données par les relations :

$$\sin^2 \frac{\chi_c}{2} = \frac{1}{1 + (\frac{2b}{\alpha\lambda_D})^2}$$

avec $\alpha = \frac{\lambda_L}{\lambda_D}(\frac{v_{th}}{v})^2$ et

pour le potentiel de Debye (Liboff, 1955) :

$$\chi_D = \alpha\, K_1 (b/\lambda_D)$$

où K_1 est la fonction de Bessel modifiée de première espèce du premier ordre.

Dans le cas $\ell = 2$, on aura, en supposant χ_D petit :

$$\Lambda^{(2)} = \left(\frac{4}{\alpha\lambda_D}\right)^2 \int_0^L \frac{b^3\,db}{(1 + (\frac{b}{\alpha\lambda_D})^2)^2} + \alpha^2 \int_L^{\infty} b\,K_1^2(b/\lambda_D)\,db \qquad (I.67)$$

qui, après intégration, donne :

$$\Lambda^{(2)} = \frac{(\alpha\lambda_D)^2}{2}\left[\log\left(1+\left(\frac{2L}{\alpha\lambda_D}\right)^2\right) - \frac{\left(\frac{2L}{\alpha\lambda_D}\right)^2}{1+\left(\frac{2L}{\alpha\lambda_D}\right)^2} + \frac{2L}{\lambda_D} K_1(L/\lambda_D) K_0(L/\lambda_D)\right.$$

$$\left. + \left(\frac{L}{\lambda_D} K_0\left(\frac{L}{\lambda_D}\right)\right)^2 - \left(\frac{L}{\lambda_D} K_1\left(\frac{L}{\lambda_D}\right)\right)^2\right] \qquad (I.68)$$

Dans le cas qui nous intéresse, on a :

$$\left(\frac{2L}{\alpha \lambda_D}\right)^2 \gg 1 \quad \text{et} \quad \frac{L}{\lambda_D} \ll 1,$$

soit finalement :

$$\Lambda^{(2)} = (\alpha \lambda_D)^2 \left[\log \left(\frac{2}{\alpha}\right) - 1 - \gamma + \log 2 \right].$$

On peut montrer qu'en fait, cette approximation est encore valable si $L = \lambda_D/2$, ce qui correspond à peu près au cas limite que nous avons retenu ($N_D \geq 3$).

On trouve de façon tout à fait analogue, avec les mêmes approximations :

$$\Lambda^{(1)} = \frac{(\alpha \lambda_D)^2}{2} \left[\left(\log \frac{2}{\alpha}\right) - \frac{1}{2} - \gamma + \log 2 \right) \qquad \text{(I.69)}$$

avec $\gamma = 0{,}57722$ (constante d'Euler).

- b) Calcul des $\Omega_{ei}^{(\ell,m)}$

En posant $y = \left(\frac{v}{v_{th}}\right)^2$, les intégrales de collision électron-ion s'écrivent :

$$\Omega_{ei}^{(\ell,m)} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} v_{th} \int_0^\infty \exp(-y)\, y^{m+1}\, \Lambda^{(\ell)}\, dy$$

et avec l'expression de $\Lambda^{(\ell)}$:

$$\Omega_{ei}^{(\ell,m)} = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \varepsilon^2 v_{th} \lambda_D^2 \int_0^\infty \exp(-y)\, y^{m-1} \left(\log \frac{2y}{\varepsilon} - c\right) dy$$

avec $c = \frac{1}{2} + \gamma - \log 2$ et où ε, rappelons-le, est la paramètre de plasma défini dans l'introduction.

L'intégration du second terme est immédiate

$$\int_0^\infty y^{m-1} \exp(-y)\, dy = \Gamma(m),$$

la première partie peut, en posant $u = \frac{2y}{\varepsilon}$, se mettre sous la forme :

$$\int_0^\infty \log u \exp\left(-\frac{\varepsilon u}{2}\right) u^{m-1} \left(\frac{\varepsilon}{2}\right)^m du$$

qui peut se mettre sous la forme, en posant $x = \xi/2$:

x^m T L $(\log u\, u^{m-1})$ où le symbole T L(f(x)) indique que l'on prend la transformée de Laplace de la fonction f(x). Cette transformation est tabulée, on a :

$$T\,L\,(\log u\, u^{m-1}) = \frac{\Gamma'(m) - \Gamma(m)\log x}{x^m}$$

et sachant que $\Gamma'(m)/\Gamma(m) = \Psi(m)$ fonction digamma

$$\Psi(m) = -\gamma + \sum_{k=1}^{m-1} \frac{1}{k}$$

on a finalement

$$\Omega_{ei}^{(\ell,m)} = \frac{\sqrt{\pi}}{4}\,\xi^2\, v_{th}\,\lambda_D^2 \left[\left(\Psi(m) - \log\frac{\xi}{2}\right)\Gamma(m) - c\,\Gamma(m)\right]$$

En introduisant la valeur du paramètre coulombien

$$\Lambda = 9\,N_D = \frac{3}{\xi}$$

$$\Omega_{ei}^{(1,1)} = \frac{\sqrt{\pi}}{4}\,\xi^2\, v_{th}\,\lambda_D^2\,(\log\Lambda - 1{,}367)$$

$$\Omega_{ei}^{(1,2)} = \frac{\sqrt{\pi}}{4}\,\xi^2\, v_{th}\,\lambda_D^2\,(\log\Lambda - 0{,}367)$$

$$\Omega_{ei}^{(1,3)} = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\,\xi^2\, v_{th}\,\lambda_D^2\,(\log\Lambda + 0{,}133) \qquad \text{(I.70)}$$

$$\Omega_{ei}^{(1,4)} = \frac{3\sqrt{\pi}}{2}\,\xi^2\, v_{th}\,\lambda_D^2\,(\log\Lambda + 0{,}466)$$

$$\Omega_{ei}^{(1,5)} = 6\sqrt{\pi}\,\xi^2\, v_{th}\,\lambda_D^2\,(\log\Lambda + 0{,}716).$$

On aura de la même façon

$$\Omega_{ei}^{(2,1)} = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\,\xi^2\, v_{th}\,\lambda_D^2\,(\log\Lambda - 1{,}867)$$

$$\Omega_{ei}^{(2,2)} = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\,\xi^2\, v_{th}\,\lambda_D^2\,(\log\Lambda - 0{,}867) \qquad \text{(I.71)}$$

$$\Omega_{ei}^{(2,3)} = \sqrt{\pi}\,\xi^2\, v_{th}\,\lambda_D^2\,(\log\Lambda - 0{,}367)$$

Ces résultats sont en bon accord avec ceux de Mason et ses collaborateurs (1967) dans le cas où l'on ne tient pas compte des effets quantiques.

I.3.2.3. Potentiel répulsif, interaction électron-électron

Un calcul analogue au précédent donne, pour les intégrales de collision utiles à la suite du calcul :

$$\Omega_e^{(2,1)} = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\, \varepsilon^2\, v_{th}\, \lambda_L^2\, (\log\Lambda - 1{,}867)$$

$$\Omega_e^{(2,2)} = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\, \varepsilon^2\, v_{th}\, \lambda_D^2\, (\log\Lambda - 0{,}867) \qquad \text{(I.72)}$$

$$\Omega_e^{(2,3)} = \sqrt{2\pi}\, \varepsilon^2\, v_{th}\, \lambda_D^2\, (\log\Lambda - 0{,}367)$$

$$\Omega_e^{(2,4)} = 6\sqrt{\frac{\pi}{2}}\, \varepsilon^2\, v_{th}\, \lambda_D^2\, (\log\Lambda - 0{,}034)$$

On peut introduire la fréquence effective de collision électron-ion définie par :

$$\langle \nu_{ei} \rangle = \frac{4\sqrt{2\pi}\, n_e \log\Lambda}{3\sqrt{m_e}\,(k T_e)^{3/2}} \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_o}\right)^2 \qquad \text{(I.73)}$$

On a alors :

$$\frac{\sqrt{\pi}}{2}\, \varepsilon^2\, v_{th}\, \lambda_D^2 = \frac{3\langle \nu_{ei} \rangle}{8\, n_e \log\Lambda} \qquad \text{(I.74)}$$

Les éléments de matrice seront écrits sous la forme :

$$\left[\begin{matrix} Q_{ei} \\ e \end{matrix} \right]_{(m,n)} = \left[S_{\frac{3}{2}}^{(m)} (u_e^2)\, \underset{\sim}{u_e},\ S_{\frac{3}{2}}^{(n)} (u_e^2)\, \underset{\sim}{u_e} \right]_{\left(\begin{matrix} ei \\ e \end{matrix}\right)} \qquad \text{(I.75)}$$

I.3.2.4. Table des éléments de matrice pour les interactions entre particules chargées

$$\left[Q_{ei}\right]_{(0,0)} = \frac{3}{2} \frac{\langle \nu_{ei} \rangle}{n_e \log\Lambda} \quad (\log\Lambda - 1{,}367)$$

$$\left[Q_{ei}\right]_{(0,1)} = \frac{9}{4} \frac{\langle \nu_{ei} \rangle}{n_e \log\Lambda} \quad (\log\Lambda - 2{,}034)$$

$$\left[Q_{ei}\right]_{(0,2)} = \frac{45}{16} \frac{\langle \nu_{ei} \rangle}{n_e \log\Lambda} \quad (\log\Lambda - 2{,}434)$$

$$\left[Q_{ei}\right]_{(1,1)} = \frac{39}{8} \frac{\langle \nu_{ei} \rangle}{n_e \log\Lambda} \quad (\log\Lambda - 1{,}982) \qquad \text{(I.76)}$$

$$\left[Q_{ei}\right]_{(1,2)} = \frac{207}{32} \frac{\langle \nu_{ei} \rangle}{n_e \log\Lambda} \quad (\log\Lambda - 2{,}381)$$

$$\left[Q_{ei}\right]_{(2,2)} = \frac{1299}{128} \frac{\langle \nu_{ei} \rangle}{n_e \log\Lambda} \quad (\log\Lambda - 2{,}364)$$

$$\left[Q_{e}\right]_{(o,n)} = 0, \text{ pour tout n}$$

$$\left[Q_{e}\right]_{(1,1)} = \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{\langle \nu_{ei} \rangle}{n_e \log\Lambda} \quad (\log\Lambda - 0{,}867)$$

$$\left[Q_{e}\right]_{(1,2)} = \frac{9}{4\sqrt{2}} \frac{\langle \nu_{ei} \rangle}{n_e \log\Lambda} \quad (\log\Lambda - 1{,}534)$$

$$\left[Q_{e}\right]_{(2,2)} = \frac{135}{16\sqrt{2}} \frac{\langle \nu_{ei} \rangle}{n_e \log\Lambda} \quad (\log\Lambda - 1{,}045)$$

I.3.3. *Calcul de la conductivité thermique électronique*

Nous nous intéresserons tout d'abord au problème de la conductivité électrique dans le domaine des faibles nombres d'électrons dans la sphère de Debye. Des résultats ont déjà été obtenus par Viegas (1971) qui a employé différentes méthodes d'approximation pour estimer les corrections à apporter à la formule classique de la conductivité électrique (Spitzer et Härm, 1953). En employant ses notations, la conductivité électrique d'un plasma aux faibles valeurs du logarithme coulombien peut s'écrire :

$$\sigma = \gamma_S^e \, \sigma_{SH}, \qquad \text{(I.77}$$

où σ_{SH} désigne la conductivité de Spitzer et γ_S^e est un facteur correctif, obtenu en ne considérant que l'écrantage électronique statique,

c'est-à-dire le calcul proposé par Liboff (1955). Viegas essaie de comparer les facteurs correctifs obtenus avec différents niveaux d'approximation, soit en incluant l'écrantage par les ions, soit sans en tenir compte, avec les résultats expérimentaux de Emmons (1967). De cette comparaison, il ressort que si l'on ne retient que l'écrantage statique électronique, l'accord entre l'expérience et la théorie est satisfaisant. Cette conclusion est intuitivement correcte si l'on considère que les ions, en raison de leur masse, sont relativement immobiles.

Nous avons comparé sur la figure I.5, nos propres résultats, ne tenant compte que de l'écrantage statique électronique, avec ceux de Viegas. On retrouve bien des résultats identiques, comme il fallait s'y attendre, le niveau d'approcimation retenu étant le même. La lègère différence entre les deux courbes provient du fait que Viegas a utilisé les résultats de Liboff sans corriger les légères erreurs que nous avons mentionnées auparavant. Pour la conductivité thermique, nos résultats sont portés sur la figure I.6, où nous avons distingué la conductivité thermique à courant nul de la conductivité thermique usuelle. Les définitions de ces quantités ont été données dans le paragraphe I.1.4. De la même façon que précédemment, nous définissons un facteur correctif K_S^e , tel que :

$$K = K_S^e \; K_{SH}, \tag{I.78}$$

où K_{SH} est la valeur trouvée par Spitzer et Härm (1953). On constate, comme l'avait déjà noté Liboff (1955), que la conductivité thermique usuelle est très peu différente de la valeur donnée par Spitzer. Par contre, pour la conductivité à courant nul, qui est en fait la quantité que nous avons mesurée, le facteur correctif est relativement important. On peut remarquer que le facteur correctif est encore de 5% pour $N_D = 1000$. Cette valeur de N_D correspond à $\log \Lambda = 9{,}1$, et nous avons vu dans le paragraphe I.3 que les termes non dominants étaient de l'ordre de l'unité, ce qui explique l'écart relativement important entre les théories pour cette valeur du nombre d'électrons dans la sphère de Debye.

-:-:-:-

Fig.I.5 : Ecart à la valeur de la conductivité électrique de Spitzer en fonction du nombre d'électrons dans la sphère de Debye. 1 : notre calcul. 2 : résultats de Viegas.

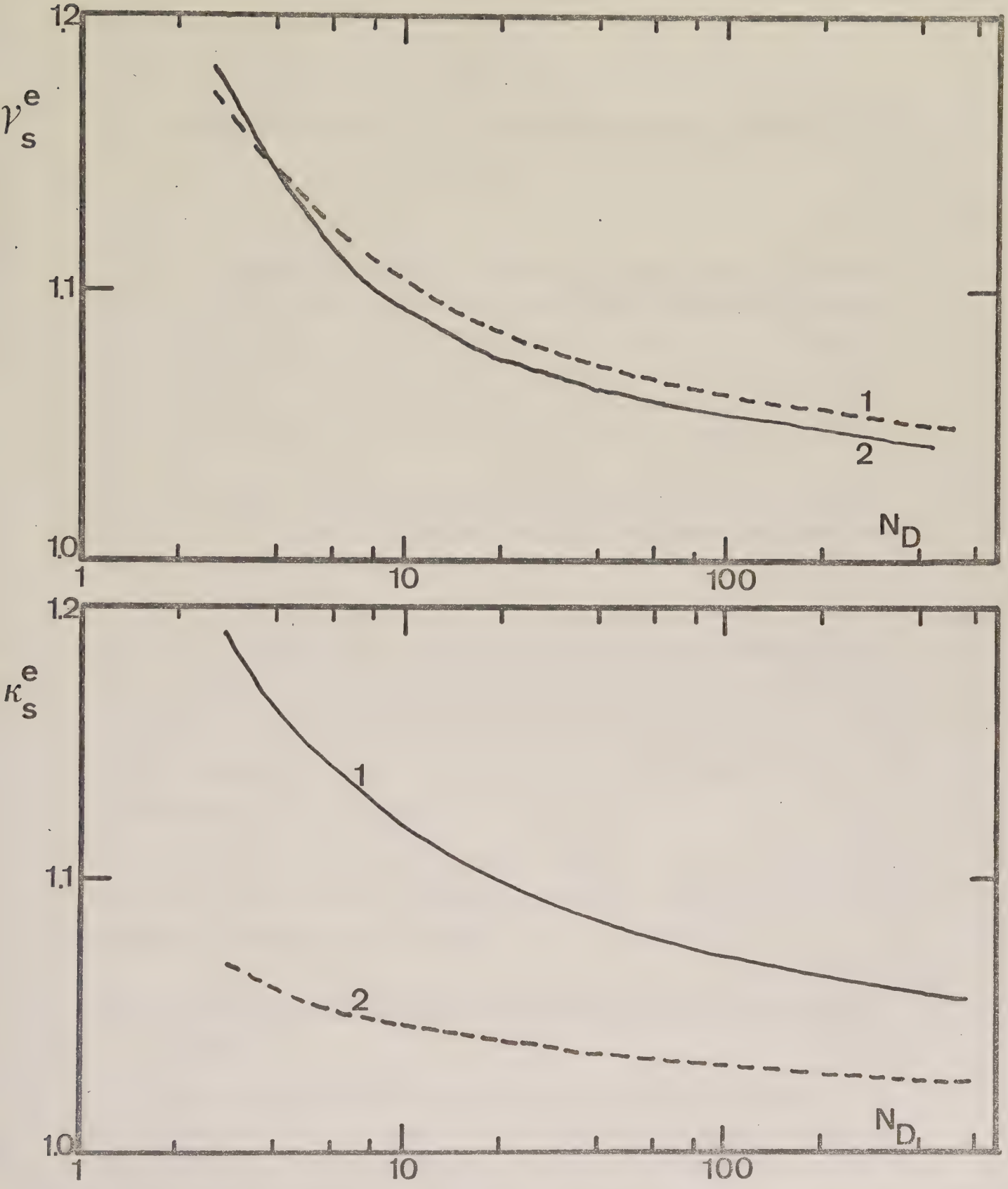


Fig. I.6 : Ecart à la valeur de la conductivité thermique de Spitzer en fonction du nombre d'électrons dans la sphère de Debye. 1 : courant électronique nul. 2 : courant électronique non nul.

Chapitre II

LA METHODE DE MESURE DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE ELECTRONIQUE

Dans un premier paragraphe, nous précisons les conditions expérimentales de nos mesures, puis nous établissons l'équation de transfert de la chaleur lorsque une perturbation de température électronique spatialement sinusoïdale, est imposée au plasma. Nous obtenons, sous certaines hypothèses, une expression simple de la conductivité thermique électronique en fonction des paramètres mesurés du plasma.

Nous donnons ensuite une description de notre dispositif expérimental dont les éléments principaux ont déjà été décrits en détail dans les thèses de Sol et Vauge (1972).

Nous terminons par l'exposé des méthodes de dépouillement des mesures brutes du profil longitudinal de lumière mesurée, puis nous présentons nos résultats de mesure des décroissances de densité et de température électroniques dans nos plasmas de post-décharge cryogénique, afin de bien préciser les conditions expérimentales de mesures de la conductivité thermique électronique dans ces plasmas.

Nous avons regroupé à la fin de ce mémoire, dans les annexes III et IV, l'étude des problèmes particuliers posés par notre dispositif expérimental et le type de plasma utilisé.

II.1. GENERALITES SUR NOS CONDITIONS EXPERIMENTALES ET LA METHODE DE MESURE

Les mesures sont effectuées dans la post-luminescence d'une décharge de durée brève. Le courant de cette décharge est choisi suffisamment faible pour éviter tout échauffement du gaz de neutres, tout particulièrement aux températures cryogéniques. Le milieu étudié est donc, en principe, inactif puisque à l'exclusion de la diffusion ambipolaire, aucun courant macroscopique ne vient perturber la relaxation temporelle de

l'énergie électronique. Nous verrons en fait par la suite que les états excités atomiques ou moléculaires du gaz constituent une source importante d'énergie couplée au gaz d'électrons.

Les interactions entre les particules lourdes (ions et neutres) sont suffisamment nombreuses pour assurer une répartition maxwellienne des vitesses de ces constituants, le contact thermique entre ces espèces et les parois du tube à décharge est d'autre part très bon.

La situation est très différente pour les électrons du plasma, qui, au cours de leurs collisions élastiques avec les neutres ou les ions, perdent une fraction 2m/M de leur énergie. Le transfert d'énergie entre les électrons et les particules lourdes est donc relativement lent ; si l'on échauffe localement les électrons, l'énergie fournie tend à rester dans le gaz d'électrons et à gagner par conduction des régions où ce gaz est plus froid.

Nous introduisons maintenant une définition plus réaliste de la distance de propagation de l'énergie thermique électronique tenant compte implicitement de la statistique des vitesses électroniques.

Considérons, pour simplifier, une géométrie unidimensionnelle où l'on impose une perturbation localisée de l'énergie thermique électronique. En dehors de la zone perturbée, et en régime stationnaire ($\frac{\partial T_e}{\partial t} = 0$), le transfert de l'excès d'énergie au sein du gaz d'électrons froid s'effectue simultanément par conduction thermique et par transfert local d'énergie au gaz des particules lourdes. L'équation de la chaleur, qui décrit la répartition spatiale de l'élévation (H) de la température électronique s'écrit :

$$K_e^o \frac{d^2 (H)}{dx^2} = \frac{3}{2} k n_e \left(\frac{2 M}{M}\right) \nu_{eo} \; (H) \qquad \text{(II.1)}$$

où K_e^o est le coefficient de conductibilité thermique électronique défini dans le premier chapitre et ν_{eo} la fréquence effective de collision élastique pour le transfert des quantités de mouvement électron-particule lourde. La solution de II.1 est de la forme :

$$\textcircled{H} = \textcircled{H}_o \exp - \left(\frac{x}{\rho}\right) \qquad \text{(II.2)}$$

avec $\rho = \left(\frac{M}{2m}\right)^{1/2} \left(\frac{D_e}{\nu_{eo}}\right)^{1/2}$, où D_e est la diffusivité thermique dont la dimension est la même que celle du coefficient de diffusion libre des électrons (m^2/s). En comparant le calcul présenté dans le premier chapitre au calcul précédent, on trouve :

$$D_e \simeq \frac{v^2}{\nu_{eo}} .$$

Dans nos conditions expérimentales, la distance de relaxation varie d'un millimètre à quelques centimètres.

Goldstein et Sekiguchi (1958) et Sekiguchi et Herndon (1958) mesuraient la conductivité thermique électronique en échauffant transversalement un très faible volume de plasma, contenu dans un long tube cylindrique . Le gradient de température électronique dans la zone non chauffée était analysé en mesurant les variations de l'intensité de la lumière de recombinaison (fonction de la température électronique) avec la distance à la zone perturbée. Cette méthode était particulièrement bien adaptée à la mesure des grandes distances de relaxation, obtenues dans des plasmas créés dans les gaz rares lourds, à faible pression.

Notre programme de mesures nous imposait de couvrir une large gamme de paramètres du plasma, la température électronique pouvant varier de 10°K à environ 1000°K. La géométrie de notre dispositif cryogénique nous imposait aussi un faible encombrement, le dispositif de mesure de la conductivité devant être compatible avec le système de diagnostic existant. La méthode de perturbation locale utilisée par l'équipe de Goldstein n'était donc pas particulièrement bien adaptée à notre situation si nous voulions conserver un contrôle étroit de la densité et de la température électroniques. La méthode que nous avons retenue nous a été suggérée par les travaux de Cronson (1966 et 1967) qui a montré que l'on pouvait imposer au plasma une modulation spatiale sinusoïdale de la température électronique en lui appliquant une onde stationnaire de chauffage hyperfréquence. Cette modulation est facilement détectable si le pas λ de la modulation est supérieur ou égal à la longueur de rela-

xation de l'énergie ρ . Dans notre cas, l'emploi de la bande X pour le diagnostic des paramètres densité et température, nous impose pratiquement des pas λ de l'ordre de 2 cm; nous mesurons donc aisément des longueurs de relaxation inférieures à cette dimension. En principe, la méthode de modulation stationnaire de la température électronique est plus générale que la méthode de perturbation locale, puisque l'on peut adapter le pas de la perturbation à la longueur de relaxation à mesurer. En fait, ces deux méthodes sont complémentaires, car l'une (perturbation locale) permet d'atteindre les grandes longueurs de relaxation et l'autre (onde stationnaire) les faibles longueurs de relaxation.

Le principe de notre méthode de mesure est le suivant :-En ondes progressives, on chauffe uniformément le plasma et l'on mesure la température électronique avec un radiomètre (Gauthier et Delpech, 1971) ou à partir de mesures de variations d'absorption du plasma (Sol, 1971 et 1972). On étalonne les variations d'intensité lumineuse totale en fonction de la puissance de l'onde de chauffage. La relation entre l'intensité lumineuse et la température électronique est purement locale .

-En ondes stationnaires, nous sommes donc à même d'établir le profil longitudinal de température électronique dans le plasma. La diffusivité thermique est déduite de ces mesures par comparaison du profil mesuré de la température et du profil imposé par l'onde stationnaire.

Le tube contenant le plasma est placé longitudinalement dans un guide d'ondes (bande 3 cm) fermé par un piston de court-circuit. A des instants variables dans la post-luminescence, on établit un système d'ondes stationnaires pendant un temps suffisant pour qu'un régime d'équilibre de la température électronique soit atteint. La lumière émise pendant la post-décharge provient du retour à l'état fondamental, ou éventuellement aux états métastables, des atomes et des molécules excitées formées lors des évènements de recombinaison électron-ion. Comme le taux de recombinaison décroît fortement avec la température, la lumière émise radialement par le plasma, constitue un "thermomètre" sensible à la température électronique. Cependant, cette méthode ne convient guère qu'aux très faibles perturbations de la température électronique, car il ne faut pas trop augmenter les pertes électroniques

par diffusion, ni favoriser l'excitation cumulative du gaz. Le problème est un peu plus complexe aux températures cryogéniques, car le phénomène d'extinction de la lumière de recombinaison (Goldstein et ses coll., 1953) est beaucoup moins marqué ; il s'accompagne d'une intense et très brève réémission de lumière (afterpulse) à la cessation de la perturbation de température électronique. Ce phénomène a été mis en évidence par Goldan et ses collaborateurs (1964), puis étudié en détail par Goldstein et coll. (1968) et réexaminé par Delpech et Gauthier (1972). Ce point est examiné plus en détail dans l'annexe III. Nous mesurons la densité électronique et la fréquence de collision électron-particules lourdes par la méthode microonde classique (Goldstein, 1955 ; Sol, 1972). A la température ambiante, la température électronique est mesurée à l'aide d'un radiomètre à échantillonnage dont les caractéristiques sont données dans le paragraphe II.5. Aux températures cryogéniques, il ne nous a pas été possible de mesurer la température électronique par radiométrie, les conditions usuelles d'application de cette méthode n'étant plus vérifiées.

Nous avons vu précédemment que nos mesures de conductivité thermique reposaient sur le concept de longueur de relaxation de l'énergie électronique. Cette longueur est plus difficile à définir si l'on tient compte des autres termes de pertes de chaleur concevables dans le plasma. La recombinaison et la diffusion des particules vers les parois font partie de ces mécanismes ; leur influence est étudiée dans le paragraphe suivant. Les pertes directes d'énergie électronique sur la paroi du tube sont limitées par l'existence d'une gaine pratiquement vide d'électrons au voisinage de celle-ci. Les électrons repoussés par le champ de charge d'espace de la paroi "ignorent" en fait la température de celle-ci.

Nous présentons dans le paragraphe suivant l'équation de propagation de la chaleur lorsqu'une perturbation spatiale sinusoïdale de la température électronique est imposée au plasma. Cette équation est résolue en tenant compte des simplifications apportées par notre géométrie au bilan d'énergie.

II.2. EFFET D'UNE ONDE STATIONNAIRE HYPERFREQUENCE SUR LE BILAN D'ENERGIE D'UN PLASMA DE POST-DECHARGE

II.2.1. Equation de transfert de la chaleur

Nous étudions ici plus en détail la réponse du plasma à une perturbation stationnaire sinusoïdale de la température électronique. La description mathématique du phénomène de propagation de la chaleur dans le gaz d'électrons procède de l'équation de conservation de l'énergie électronique que nous avons explicitée à partir de l'équation de Boltzmann (Eq. I.5) sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{3}{2} k n_e T_e\right) = - \underset{\sim}{\nabla}.\underset{\sim}{q}^e + \underset{\sim}{j}^e.\underset{\sim}{E} - \frac{3}{2} n_e k \left(\frac{2m}{M}\right) \langle \nu \rangle (T_e - T_H) + \sum(\underset{\sim}{r},t) - \prod(\underset{\sim}{r},t) + \sigma_{HF} E_{HF}^2. \qquad (II.4)$$

Dans cette équation, le membre de droite contient les termes de pertes d'énergie électronique par conduction et par collision élastique électron-particule lourde et les termes de gain d'énergie par effet Joule, continu et alternatif. Le champ électrique continu E est dû à la diffusion ambipolaire, le champ électrique E_{HF} est le champ hyperfréquence de chauffage imposé au plasma. Nous avons regroupé sous les signes $\sum(\underset{\sim}{r},t)$ et $\prod(\underset{\sim}{r},t)$ les termes de source et de pertes éventuels d'énergie liés à la recombinaison ou à l'interaction entre le gaz d'électrons et les espèces excitées présentes dans la post-décharge. Sous sa forme générale, cette équation est évidemment très délicate à manipuler, mais nos conditions expérimentales nous conduisent à la mettre sous une forme plus particulière et à faire quelques hypothèses simplificatrices. Le membre de gauche de l'équation précédente peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{3}{2} n_e k T_e\right) = \frac{3}{2} n_e k \frac{\partial T_e}{\partial t} + \frac{3}{2} k T_e \frac{\partial n_e}{\partial t}$$

qui fait intervenir l'équation d'évolution de la densité électronique :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{1}{e} \underset{\sim}{\nabla} . \underset{\sim}{j}^e - \alpha n_e^2 + S_M(\underset{\sim}{r},t) \qquad (II.5)$$

où α est le coefficient de recombinaison et $S_M(\underset{\sim}{r},t)$ est le terme de

source d'électrons résultant de la création d'un électron rapide lors de la collision entre deux métastables. A l'aide de (II.5) et (II.4), en regroupant les variations de l'énergie électronique moyenne dues à la création ou à la disparition de charges dans les termes $\sum$ et $\prod$, on obtient :

$$\frac{3}{2} k n_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = - \underset{\sim}{\nabla} . (\underset{\sim}{q}^e + \frac{3}{2} \frac{k T_e}{e} \underset{\sim}{j}^e) + \underset{\sim}{j}^e . (\underset{\sim}{E} + \underset{\sim}{\nabla} \frac{3}{2} k T_e)$$

$$- \frac{3}{2} n_e k (\frac{2m}{M}) \langle \nu \rangle (T_e - T_H) + \sum (\underset{\sim}{r},t) \qquad \text{(II.6)}$$

$$- \prod (\underset{\sim}{r},t) + \sigma_{HF} E_{HF}^2$$

Dans nos conditions expérimentales (en l'absence de perturbation), tout particulièrement aux températures cryogéniques, on constate que l'évolution temporelle de la température électronique est très lente. Un équilibre quasi-stationnaire est très rapidement atteint dans la post-décharge, dès l'instant où les pertes par collisions élastiques sont compensées par les sources d'énergie liées à la population des niveaux métastables.

Aux densités électroniques que nous avons considérées ($n_e > 10^9 cm^{-3}$), le courant électronique est déterminé par la diffusion ambipolaire des charges vers les parois, le temps d'établissement des gradients de densité est très grand devant le temps d'établissement des gradients de température. L'existence d'une barrière thermique au voisinage de la paroi, que nous avons mentionnée dans le premier chapitre, s'oppose à un transfert de chaleur efficace selon la dimension radiale du tube à décharge. Nous pouvons donc d'une part considérer que le transfert d'énergie thermique se fait surtout dans la direction longitudinale du tube, et d'autre part poser $\underset{\sim}{j}^e = 0$ dans l'équation (II.6), tant que l'on s'intéresse à des perturbations dont la durée est faible devant le temps d'établissement des gradients de densité.

L'équation (II.6) ainsi simplifiée devient :

$$- \underset{\sim}{\nabla} . \underset{\sim}{q}^e - \frac{3}{2} n_e k (\frac{2m}{M}) \langle \nu \rangle (T_e - T_H) + \sum (r) - \prod (r) + \sigma_{HF} E_{HF}^2 = 0 \qquad \text{(II.7)}$$

Cette équation permet d'obtenir la température électronique en l'absence de chauffage, dans le régime quasi-stationnaire :

$$- \underset{\sim}{\nabla}_r . \underset{\sim}{q}^e - \frac{3}{2} n_e k \left(\frac{2m}{M}\right) \langle \nu_o \rangle (T_e^o - T_H) + \sum_o(r) - \prod_o(r) = 0 \qquad (II.8)$$

où $\sum_o$ et $\prod_o$ sont des quantités indépendantes de la dimension longitudinale, elles ne dépendent que de la dimension radiale ainsi que la température électronique (∇_r indique la partie radiale de l'opérateur divergence). L'élévation moyenne de la température électronique en présence de l'onde stationnaire de chauffage est toujours choisie très faible devant la température électronique non perturbée. Les termes $\sum$ et $\prod$ sont des fonctions peu sensibles de la température électronique dans nos conditions expérimentales (Delpech et Gauthier, 1972), on peut donc linéariser les équations II.7 et II.8 qui, soustraites l'une de l'autre, donnent:

$$- \frac{dq^e}{dz} - \frac{3}{2} n_e k \left(\frac{2m}{M}\right) \langle \nu_o \rangle (T_e - T_e^o) + \sigma_{HF} E_{HF}^2 = 0 \qquad (II.9)$$

où z est la dimension longitudinale.

II.2.2. Résolution de l'équation de transfert

La partie réelle de la conductivité haute fréquence σ_{HF} s'écrit, si l'on a : $\langle \nu_o \rangle^2 \ll \omega^2$:

$$\sigma_{HF} = \frac{n \langle \nu_o \rangle e^2}{m \omega^2} \qquad (II.10)$$

où (ω) est la pulsation de l'onde de chauffage. Le champ hyperfréquence appliqué est de la forme :

$$E_{HF}^2 = E_o^2 \left(1 + |\Gamma|^2 + 2|\Gamma| \cos \frac{4\pi z}{\lambda_G}\right) \qquad (II.11)$$

où λ_G est la longueur d'onde dans le guide en tenant compte de la présence du plasma et $|\Gamma|$ est le module du coefficient de réflexion de l'ensemble plasma et court-circuit. Dans notre géométrie, le rayon du tube à décharge est suffisamment petit devant la plus grande dimension du guide d'ondes pour que le champ électrique puisse être considéré comme pratiquement uniforme dans le plasma selon la dimension transversale du guide. De plus on n'observe qu'une tranche de faible épaisseur centrée sur l'axe du guide et du tube à décharge. Dans ces conditions, l'équation II.9, une fois normalisée, s'écrit :

$$\mathcal{E}_o^2 \left(1 + |\Gamma|^2 + 2|\Gamma|\cos\frac{4\pi z}{\lambda_G}\right) - (T-1) + \rho^2 \frac{d^2 T}{dz^2} = 0 \qquad \text{(II.12)}$$

Dans cette équation, on a :

$$\mathcal{E}_o^2 = \frac{e^2 E_o^2}{3km\omega^2 T_H} \quad \frac{\cdots \langle\nu_{ei}\rangle + \langle\nu_{eo}\rangle}{\frac{2m}{M_i}\langle\nu_{ei}\rangle + \frac{2m}{M_o}\langle\nu_{eo}\rangle}$$

$T = T_e/T_e^o$, T_H : température commune des particules lourdes, égale à la température de la paroi ; T_e^o, température électronique non perturbée ; M_i et M_o : masse des ions et des neutres, et :

$$\rho^2 = \frac{D_e}{\left(\frac{2m}{M_o}\langle\nu_{eo}\rangle + \frac{2m}{M_i}\langle\nu_{ei}\rangle\right)} .$$

Pour les petites perturbations ($\frac{T_e - T_e^o}{T_e^o} \ll 1$), ρ peut être considéré comme constant, la solution périodique de l'équation (II.12) s'écrit:

$$T - 1 = \mathcal{E}_o^2 \left[1 + |\Gamma|^2 + \frac{2|\Gamma|\cos\left(\frac{4\pi z}{\lambda_G}\right)}{\left(1 + 16\pi^2\rho^2/\lambda_G^2\right)}\right] \qquad \text{(II.13)}$$

En introduisant $\Delta T = T_e - T_e^o$, on tire de l'équation (II.13) la relation entre la diffusivité thermique électronique et les grandeurs mesurées :

$$D_e = \frac{\lambda_G^2}{16\pi^2}\left(\frac{2m}{M_o}\langle\nu_{eo}\rangle + \frac{2m}{M_i}\langle\nu_{ei}\rangle\right)\left[\frac{2|\Gamma|(\Delta T_{max} + \Delta T_{min})}{(1+|\Gamma|^2)(\Delta T_{max} - \Delta T_{min})} - 1\right] \qquad \text{(II.14)}$$

où ΔT_{max} et ΔT_{min} sont les valeurs respectives, au maximum et au minimum de l'onde stationnaire perturbatrice, de l'accroissement de température électronique.

Nous abordons dans ce qui suit la description du dispositif expérimental utilisé lors de notre étude. Ce dispositif, élaboré en vue de l'étude systématique des propriétés des plasmas de post-décharge cryogéniques a déjà été décrit en large partie dans les thèses de Sol et Vauge (1972)

et dans diverses publications du Groupe d'Electronique dans les Gaz. Nous n'en donnons donc que les grandes lignes, en insistant plus profondément sur les modifications que j'ai dû y apporter pour la mesure de la conductivité thermique.

II.3. DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le tube à décharge et les éléments associés, le système de diagnostic hyperfréquence et le système d'acquisition des données ont déjà été décrits en détail dans les thèses de Sol (1972) et Vauge (1972). Nous rappellerons donc ici brièvement les caractéristiques communes du dispositif que j'ai employé. Le dispositif original de détection de lumière que j'ai mis au point sera présenté avec plus de détails.

II.3.1. Le tube à décharge et ses éléments associés

II.3.1.1. Tube à décharge et système de pompage

Le tube à décharge en pyrex a un rayon intérieur R = 3,7 mm et l'épaisseur de verre est de 1 mm. Sa longueur est de 40 cm ; il est inséré longitudinalement dans un guide standard en bande X (22,86 par 10,16 mm). Sur le plus grand côté du guide d'onde, une fente de 1,5 mm de large par 12 cm de long a été fraisée de façon à pouvoir recueillir la lumière émise par le plasma. Nous avons vérifié que cette fente ne perturbait pas les mesures hyperfréquences de façon significative.

Le tube à décharge est évacué par un système de pompage conventionnel permettant d'atteindre, après des périodes d'étuvage à 400° C, un vide limite de quelques 10^{-8} Torr avec des taux de dégazage résiduel de 10^{-12} ℓ.Torr/sec. Les gaz que nous avons étudiés, à savoir l'hélium, le néon et un mélange de 10% d'hélium dans le néon, sont fournis par l'Air-Liquide avec des taux de pureté de 99,9995% pour l'hélium et 99,95% pour le néon.

La pureté de l'hélium et du néon est améliorée par un dispositif de cataphorèse et une pompe "getter" assure l'élimination des gaz moléculaires. Nous disposons de deux critères pour estimer de façon qualitative le taux de pureté des gaz admis dans le tube à décharge : la mobilité ionique

à température ambiante qui est très sensible à la présence d'impuretés (principalement pour l'hélium où la mobilité est élevée) et les mesures spectroscopiques. Ces dernières mesures, qui sont en cours de réalisation par J. Boulmer, montrent que pour l'hélium il ne subsiste dans le spectre visible aucune raie détectable du néon après avoir soumis le gaz à une purification par cataphorèse durant 24 heures.

La pression du gaz est mesurée par un manomètre à soufflet que nous avons mis au point ; le domaine d'utilisation de ce dispositif va de 10^{-1} à 100 Torr avec une précision du 1/100e de Torr.

II.3.1.2. Dispositif cryogénique

Il comprend un cryostat qui permet d'atteindre en principe la température de l'hélium liquide (4,2° K). Toutefois, l'adjonction des mécanismes permettant de faire varier le point de mesure de la lumière émise par le plasma entraîne des pertes calorifiques importantes qui modifient sensiblement les performances du cryostat. Pour obtenir des températures continûment variables entre 20 et 77° K, nous utilisons un système de régulation de température qui contrôle le transfert d'hélium gazeux froid prélevé sur un réservoir d'hélium liquide. La température le long du tube à décharge est mesurée à l'aide de résistances au carbone "Allen-Bradley"sur l'intervalle 4,2 - 80° K. Ce dernier type de résistances nécessite un étalonnage que nous avons effectué à partir des points fixes 4,2° K (He), 20,3°K (H_2), 77°K (N_2), 295°K (ambiante), l'interpolation étant réalisée à l'aide de la loi semi-empirique de Clément et Quinell par une méthode suggérée par Schulte (1966). La résistance est mesurée avec un pont de Wheatstone à trois fils excité en courant alternatif sous très faible puissance ($\simeq 10^{-8}$ W). Pour obtenir une température régulée donnée, la tension d'erreur propre à l'écart entre la température mesurée et la température souhaitée, est appliquée à une boucle de réaction qui contrôle la puissance dissipée dans une résistance fixe plongée dans le réservoir d'hélium liquide. La stabilité de température est de l'ordre de 0,1 °K, et le gradient thermique le long du tube à décharge est typiquement de l'ordre de 1°K sur 40 cm.

II.3.1.3. Création du plasma

Le plasma est créé par une haute tension continue pulsée. La tension maximale utilisée est de l'ordre de 4 kV ; elle est modulée en impulsions de période et de durée réglables. Typiquement, la période de récurrence varie de 10 ms à 300 ms et la durée de l'impulsion est toujours inférieure à 40 μs dans nos expériences. Une résistance de 10 kΩ placée en série avec le plasma limite le courant instantané à une valeur de l'ordre de 100 mA. La puissance correspondante est suffisamment faible pour ne pas échauffer le gaz de neutres quelle que soit la température de référence. La tension résiduelle entre deux impulsions consécutives est ramenée à zéro par un circuit approprié, ce qui évite toute perturbation durant la période de post-décharge.

II.3.2. Diagnostic hyperfréquence du plasma

Nous mesurons la densité électronique par interférométrie en bande X. L'originalité principale de cet interféromètre réside dans le fait qu'au lieu de mesurer la différence de phase introduite par le plasma en microondes, nous comparons la phase de deux ondes à 45 MHz, résultant du mélange de l'onde de sonde avant et après la traversée du plasma avec l'onde d'un oscillateur local. Les performances de cet interféromètre sont limitées vers les fortes densités par la densité de coupure, caractéristique de la bande X ($n_c = 10^{12}$ cm^{-3} à 9 GHz) et vers les faibles densités, par le bruit de phase du dispositif de mesure, la plus faible densité détectable étant inférieure à 10^6 cm^{-3} (Boulmer, 1970).

La fréquence de collision électron-particules lourdes est déterminée à partir de la mesure de l'absorption du plasma selon la technique mise au point par Sol (1971). Enfin, la température électronique est déterminée à l'aide d'un radiomètre à échantillonnage (Gauthier, 1971) dont le prototype est décrit en détail dans ma thèse de troisième cycle. Le dispositif de détection a été amélioré dans notre étude par l'emploi d'un amplificateur faible bruit à large bande (Bloyet, 1971). Nous verrons par la suite que nous n'avons pu mettre à profit l'amélioration de la sensibilité ainsi réalisée lors de notre étude de plasmas cryogéniques ; la validité d'application des techniques radiométriques semblant en défaut dans ce cas.

Enfin, nous pouvons perturber la température électronique du plasma pendant des durées réglables, et ceci à tout instant dans la post-décharge à l'aide d'une onde hyperfréquence de chauffage fournie par un magnétron fonctionnant en régime pulsé. Ce magnétron oscille à 9120 MHz, la puissance maximale utilisée est de l'ordre de 100 mW pour l'hélium et 20 mW pour le néon (les efficacités de chauffage sont dans le rapport des masses). Cette onde de chauffage est de forte puissance par rapport aux puissances utilisées pour le diagnostic, l'interféromètre et le radiomètre sont protégés par un filtre coupe-bande ayant 50 dB de réjection.

II.3.3. Détection de la lumière de la post-luminescence

Nous mesurons la lumière totale (non résolue en fréquence) émise par le plasma durant la post-décharge. La lumière, émise radialement par le plasma, est recueillie par une fibre optique dont la zone d'observation peut être déplacée le long de la fente pratiquée dans le guide d'onde contenant le tube à décharge. L'intensité lumineuse reçue est dirigée sur la photocathode d'un tube photomultiplicateur refroidi. Chaque impulsion sur l'anode est analysée en hauteur puis mise en forme, le train d'impulsions résultant étant analysé temporellement par comptage du nombre d'impulsions dans l'intervalle de temps choisi. La méthode de comptage de photons, développée par Geindre (1973) dans notre laboratoire, est équivalente à la méthode analogique du point de vue du rapport signal/bruit. Nous l'avons cependant choisie car elle est plus aisément compatible avec notre acquisition digitale des données.

II.3.3.1. Le tube photomultiplicateur, refroidissement

Nous utilisons un photomultiplicateur (9698 B, EMI) à cathode S 20, avec une efficacité quantique de 13% à 4000 Å. Il couvre bien le spectre atomique de l'hélium et du néon ainsi que certaines de leurs bandes moléculaires dans le visible. La fibre optique conduisant la lumière à la photocathode a une assez grande ouverture et, pour assurer une collection maximale de lumière sur le diamètre utile de la photocathode (30 mm), nous avons interposé une lentille dont le foyer est aligné sur la face de sortie de la fibre.

Le comptage d'obscurité de ce photomultiplicateur est de l'ordre de 10 000 photons par seconde à température ambiante, aussi sommes-nous obligés de le refroidir. La technique de refroidissement est décrite dans la thèse de Geindre (1973). L'action du refroidissement est très efficace, à - 20°C, le comptage d'obscurité est réduit à 10 photons par seconde, ce qui est acceptable pour nos mesures.

II.3.3.2. Comptage de photons

Les impulsions prélevées à l'anode du photomultiplicateur (PM) ont des durées voisines de 3 ns. Ces impulsions sont préalablement amplifiées à large bande puis analysées en hauteur à l'aide d'un circuit discriminateur. ~~Les impulsions dont l'amplitude dépasse le seuil~~ choisi, sont comptées à l'aide d'un analyseur multicanaux (Devos, 1973) que nous avons réalisé au laboratoire.

II.3.3.3. Déplacement du point de mesure de la lumière

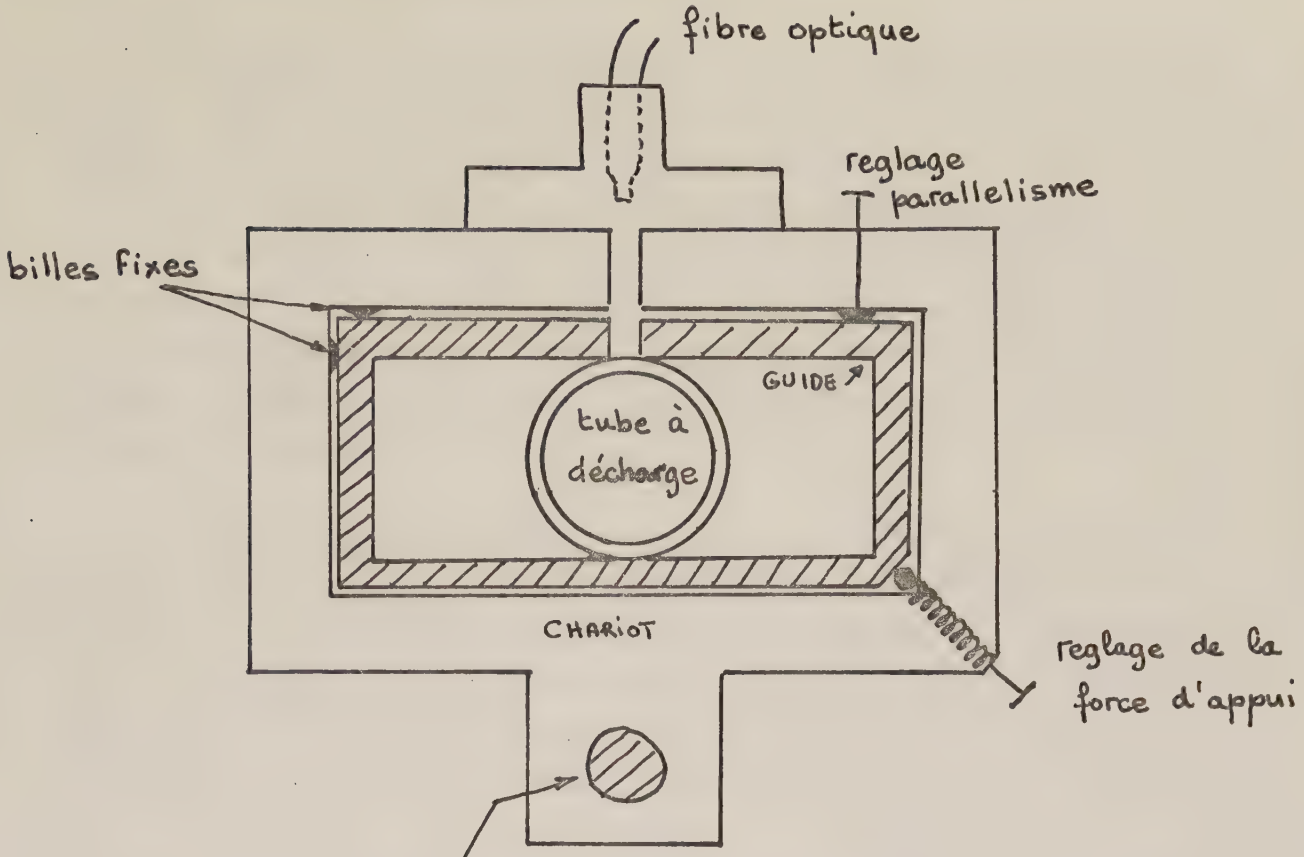
L'extrémité de la fibre optique qui n'est pas connectée au tube photomultiplicateur est montée sur un chariot mobile coulissant le long du guide d'onde. L'ensemble du guide d'onde et du tube à décharge est contenu dans l'enceinte intérieure du cryostat.

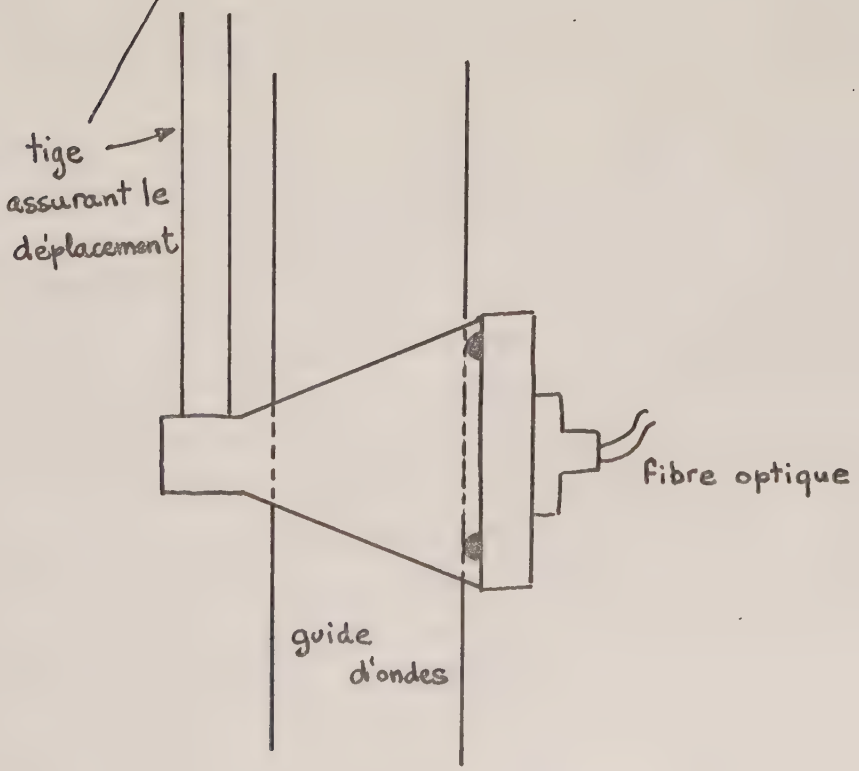
Les contraintes expérimentales nous ont amenés à concevoir un guidage cinématique du chariot dont le déplacement est commandé de l'extérieur par un système de levier et une vis micrométrique, la force de rappel étant assurée par un contrepoids.

Le coulissement du chariot est obtenu par l'intermédiaire de cinq billes polies en acier, une de ces billes étant réglables en hauteur pour assurer le parallélisme entre le chariot et le guide. Une autre bille couplée à un ressort est placée de façon diamétralement opposée aux billes fixes qui assurent le coulissement. Son rôle est de plaquer le train de billes fixes sur les parois du guide. Le guide étant vertical, les frottements peuvent donc être réglés en jouant sur la compression du ressort.

La solution retenue peut être schématisée de la façon suivante.

vue selon l'axe du tube





vue de coté

On transmet le mouvement au chariot par l'intermédiaire d'une tige en inox creuse, qui rentre à force dans l'ergot de déplacement figuré sur le schéma précédent. La fibre optique, positionnée à l'aide d'une bride spéciale, passe par la tige creuse afin de transmettre l'intensité lumineuse hors du cryostat. Le chariot est réalisé en matériau léger (dural), mais son dessin est réalisé de façon à imposer le minimum de torsion à la tige assurant le déplacement. La figure II.1 donne un schéma plus détaillé de la bride porte-fibre permettant de voir la position relative des divers éléments.

Le déplacement du chariot est assuré de l'extérieur par une vis micrométrique verticale. La tige creuse renfermant la fibre optique traverse la tête du cryostat par l'intermédiaire d'un joint coulissant à double joint torique. Afin d'éviter tout grippage consécutif à la présence de glace sur la tête du Dewar, celle-ci est portée à une température légèrement supérieure à la température ambiante par un radiateur ordinaire.

Le déplacement vertical de la tige est assuré par un système de levier et de contrepoids. Le levier est maintenu plaqué sur son axe par l'intermédiaire de deux contrepoids solidaires de la tige creuse, qui tend donc, à l'équilibre, à être en position haute (voir figure II.2.).

L'abaissement du chariot s'obtient donc en vissant la vis micrométrique, le chariot revenant en position haute par l'intermédiaire des contrepoids lorsque l'on dévisse la vis micrométrique. La transmission intégrale des mouvements de la vis, dont on peut apprécier les déplacements au 1/100ème de mm, ne peut être obtenue dans ce système que si les deux bras de levier sont rigoureusement égaux. Des mesures au comparateur des déplacements de la vis et des déplacements correspondants du chariot, montrent que l'écart entre les deux déplacements est de 0,6% dans notre montage, soit un écart de 0,4 mm pour 60 mm de course totale. Nous estimons que cette précision est largement suffisante pour nos mesures, qui, avec les techniques de dépouillement que nous avons adoptées, sont très peu sensibles à des erreurs de cet ordre.

II.3.4. Le système d'acquisition des données

Ce système complexe a été décrit en détail dans la thèse de troisième cycle de F. Devos (1973). Il est articulé autour de deux sous-ensembles interdépendants.

a) Un superviseur, qui génère toutes les impulsions récurrentes nécessaires à la création du plasma, sa perturbation par une onde de chauffage et toutes les impulsions annexes nécessaires à la bonne marche des mesures.

Une de ces impulsions est en particulier prélevée pour rendre inactif le tube photomultiplicateur pendant la décharge, la trop grande quantité de lumière reçue à cet instant induisant des phénomènes de fatigue du tube qui perturbent les mesures ultérieures. Cet aveuglement est simplement réalisé en annulant la tension des premières dynodes à l'aide d'un circuit approprié avec un temps de commutation inférieur à 5 µs.

b) Un analyseur multicanaux, qui génère 16 ou 32 fenêtres temporelles d'expérience, de durée et d'espacements réglables, pendant lesquelles on additionne ou soustrait les nombres présents à l'entrée. On peut ainsi réaliser une détection synchrone en comparant un signal avec et sans plasma, la nature récurrente de nos plasmas et leur excellente reproductibilité permettant d'extraire le signal du bruit. Dans une expérience typique, on intègre le signal sur 512 plasmas identiques, ce nombre pouvant être augmenté par bond, selon les puissances successives de 2.

L'expérience terminée, les mémoires sont vidées sur un perforateur Télétype à la cadenced'une mémoire par seconde, environ. Le format de perforation a été choisi compatible avec une analyse en FORTRAN des résultats bruts de la mesure, réalisée sur l'ordinateur HP 2100 que possède notre laboratoire. La figure II.3 donne le schéma général de notre dispositif expérimental.

Le paragraphe suivant sera consacré à l'exposé de notre méthode de dépouillement des mesures, faisant intervenir l'étalonnage des variations d'intensité lumineuse avec la température électronique perturbée par l'onde hyperfréquence de chauffage.

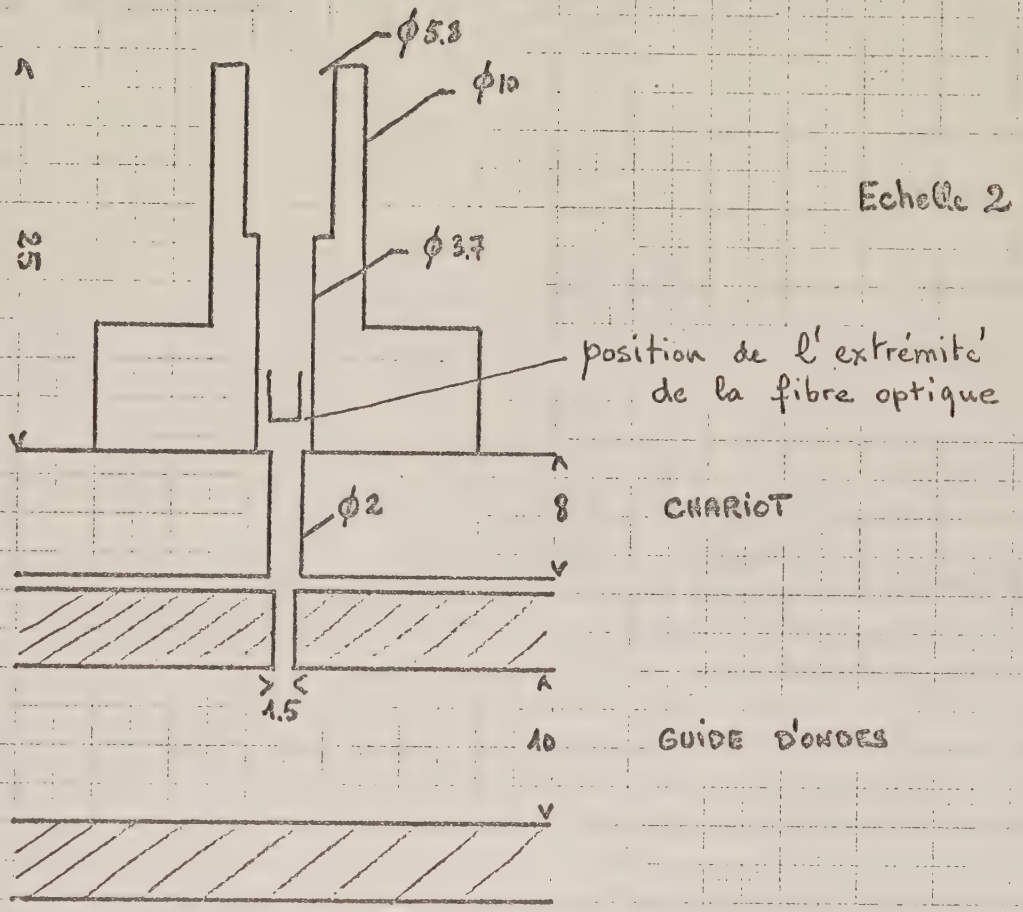


Fig. II.1 : Détail de la bride de positionnement de la fibre optique.

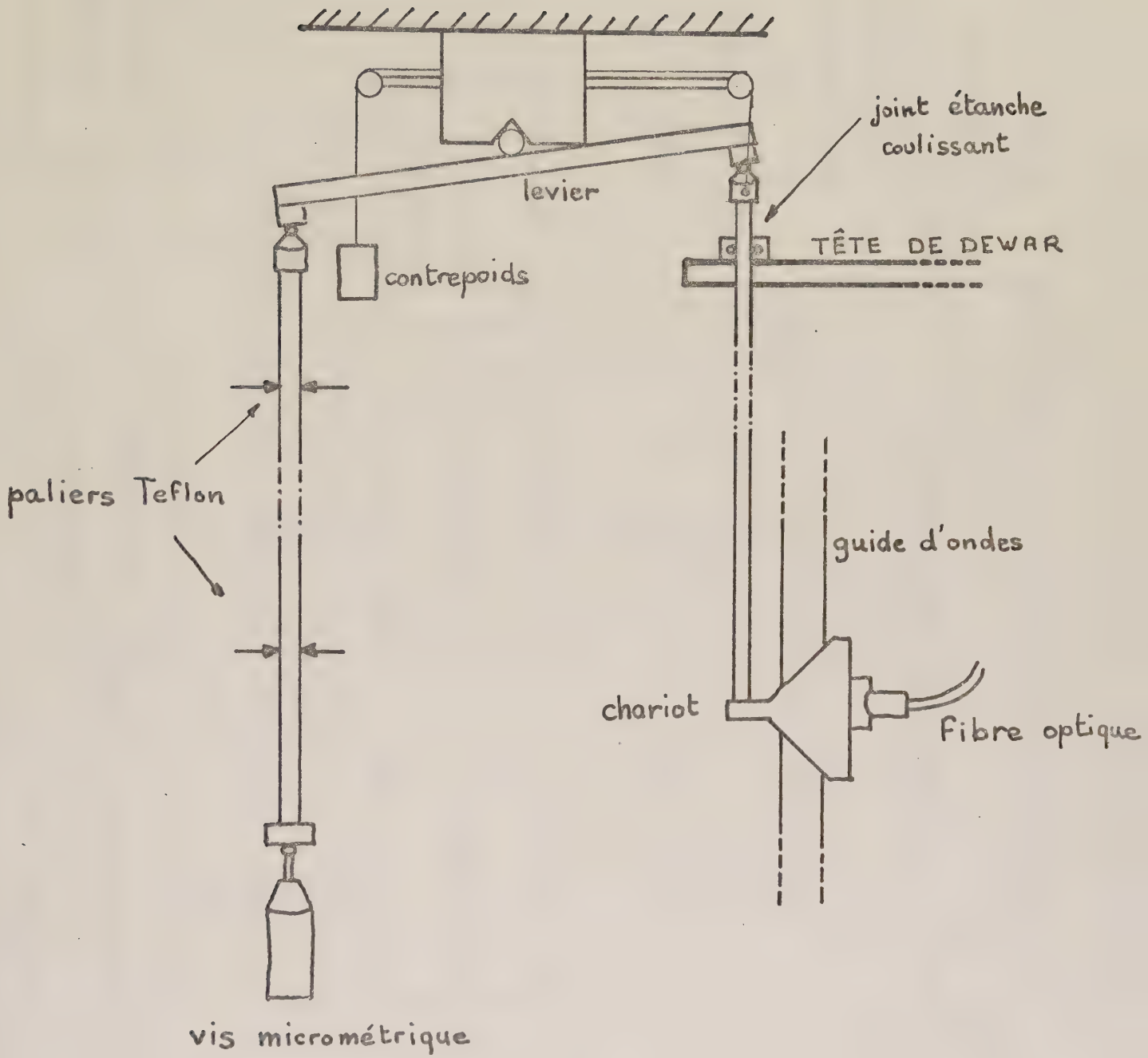


Fig. II.2 : Schéma du système assurant le déplacement du chariot.

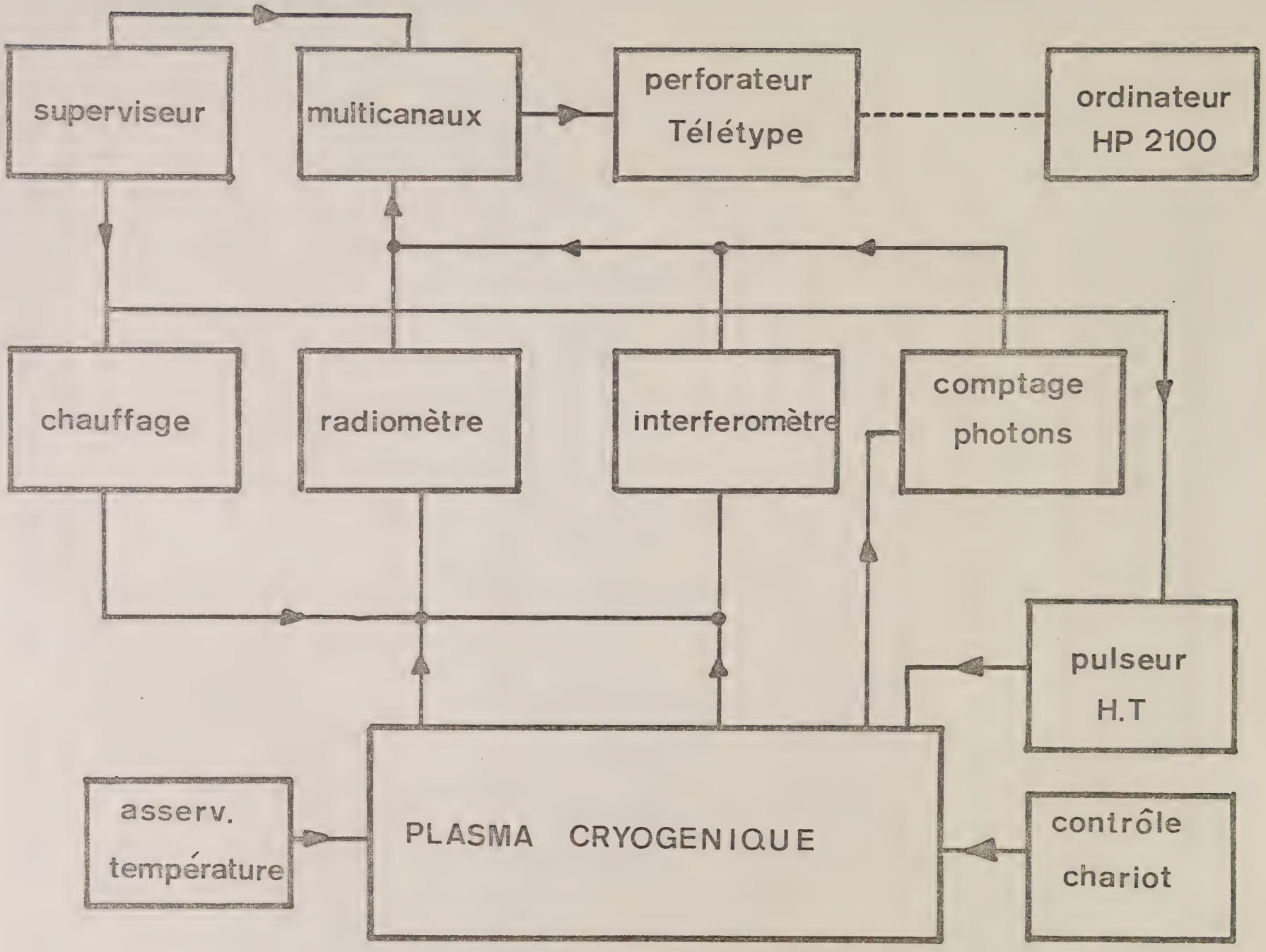


Fig. II.3 : Schéma général du dispositif expérimental.

II.4. METHODE DE DEPOUILLEMENT DES MESURES DE CONDUCTIVITE THERMIQUE

Dans ce paragraphe, nous rappelons les diverses quantités que nous sommes amenés à mesurer pour atteindre la conductivité thermique électronique et nous précisons les techniques de dépouillement que nous avons adoptées.

II.4.1. Déroulement typique d'une expérience

On fixe tout d'abord la température et la pression du gaz servant à créer le plasma. Les paramètres de la décharge récurrente (tension, durée, période) sont choisis de façon à assurer l'homogénéité longitudinale de la lumière émise durant la phase utile de la post-décharge, en l'absence de toute perturbation. Au cours de notre cycle d'expériences, nous avons constaté que ces réglages préliminaires étaient fondamentaux pour obtenir des valeurs significatives de la conductivité thermique. On constate en effet que durant la phase initiale de la post-décharge, l'intensité lumineuse totale émise est fortement modulée spatialement pour certaines valeurs des paramètres de création de plasma. Cette modulation, dont la périodicité est de l'ordre de deux à trois centimètres, est vraisemblablement due à la relaxation des ondes d'ionisation (striations) observables à l'oeil nu durant la décharge pour certaines pressions du gaz.

La densité électronique et la fréquence de collision électron-particule lourde sont mesurées en fonction du temps à l'aide du dispositif hyperfréquence décrit précédemment. La température électronique est déduite des mesures radiométriques lorsque les conditions expérimentales le permettent. Ces mesures, répétées régulièrement au cours du temps, dans des conditions expérimentales analogues, nous permettent de vérifier la stabilité à long terme de la phase de post-décharge.

On perturbe ensuite le plasma par une onde de chauffage progressive durant un temps suffisant pour atteindre un régime d'équilibre de température électronique. Ce temps est cependant limité par la nécessité de ne pas créer de gradients de densité trop importants : il est au maximum de l'ordre de la milliseconde.

On mesure alors, par détection synchrone, la perturbation de lumière apportée par l'onde de chauffage en fonction de sa puissance. On connaît par ailleurs (Sol et Boulmer, 1971) la perturbation de température électronique avec la puissance de chauffage. En l'absence de gradient longitudinal de température, la loi de variation se met de façon très simple sous la forme :

$$\Delta T_e = K P \qquad (II.15)$$

où ΔT_e est l'accroissement de température électronique, P la puissance de chauffage et K une constante dépendant du gaz étudié et des conditions de propagation de l'onde hyperfréquence. Nous vérifions cette loi, chaque fois qu'il est possible, par radiométrie (Gauthier, 1971) et à l'aide des variations connues de la fréquence de collision électron-neutres pour le transfert des quantités de mouvement avec la température électronique.

Dans l'hélium et le néon, que nous avons étudiés ici, cette loi demeure très bien vérifiée, le coefficient K trouvé expérimentalement étant en très bon accord avec celui issu du calcul de Boulmer (1971). La situation est très différente dans le xénon (Gauthier et Sol, 1972) où le phénomène de refroidissement du gaz d'électrons par diffusion vient perturber la relation simple entre la température électronique et la puissance de chauffage.

Finalement, on interpose le court-circuit hyperfréquence dans le circuit de chauffage, créant ainsi une onde stationnaire de chauffage dans le plasma. On détermine la longueur d'onde de propagation dans le guide contenant le tube de verre et le plasma à partir des minimas de lumière émise. La longueur d'onde ainsi déterminée est totalement indépendante de la densité électronique pour des densités inférieures à 10^{11} cm^{-3}. Cela vient du fait (Sol, 1972 ; Sol et Boulmer, 1971) que la constante diélectrique du plasma reste très voisine de l'unité aux faibles densités (comparées à la densité de coupure) et que seul le verre perturbe la propagation de l'onde. Pour une fréquence de chauffage de 9210 MHz, nous trouvons une longueur d'onde dans le guide en présen-

ce de verre de $\lambda_G = 36$ mm $\pm$ 0,5 mm, alors que sans le verre : λ_g = 46,55 mm. On a donc $\lambda_G / \lambda_g = 0{,}773$, le calcul (Boulmer et Sol, 1971) donne, dans nos conditions expérimentales $\lambda_G / \lambda_g = 0{,}730$. L'accord entre ces deux valeurs peut être considéré comme excellent au vu des hypothèses faites dans le calcul.

Nous avons choisi de faire les mesures de lumière en présence de l'onde stationnaire en 12 points espacés chacun de 1,5 mm. La périodicité de l'onde stationnaire étant de $\lambda_G/2 = 18$ mm, on obtient bien ainsi 12 mesures différentes couvrant toute la période spatiale de l'onde, le treizième point étant identique au premier. Ce choix simplifie considérablement le traitement à l'ordinateur des intensités lumineuses mesurées tout en maintenant un bon degré de précision sur la détermination de la phase et de l'amplitude de l'onde, comme nous le verrons plus loin.

II.4.2. Etalonnage de l'intensité lumineuse avec la puissance de chauffage

Nous avons vu précédemment que la mesure locale de l'intensité lumineuse émise par le plasma permet d'atteindre les variations locales de température électronique. IL y a donc lieu de réaliser un étalonnage précis des variations $\Delta I/I$ de l'intensité lumineuse avec ΔT_e.

En fait, d'après la relation II.15, il suffit d'étalonner $\Delta I/I$ avec P, la puissance de chauffage. La figure II.4 montre un cas typique d'étalonnage, la courbe en trait continu représentant une approximation polynominale d'ordre 2 des points expérimentaux. Nous avons constaté que pour les faibles puissances de chauffage, cette interpolation par un polynôme du second degré représentait bien les points expérimentaux, l'écart moyen typique dépasse rarement 5%, entraînant, pour un $\Delta I/I$ donné une erreur correspondante sur P en raison de la quasi-linéarité des courbes d'étalonnage. Ces courbes sont utilisées pour transformer les modulations sinusoïdales d'intensité lumineuse en présence de l'onde stationnaire en variations de puissance, et, par l'intermédiaire de II.15, en variations de température.

II.4.3. Détermination de l'amplitude et de la phase de l'onde stationnaire

Les points expérimentaux issus des mesures des variations de l'intensité lumineuse avec l'onde stationnaire de chauffage sont analysés par la méthode du développement en série de Fourier. Ce développement se met sous la forme :

$$T_e(z_i) = T_o + \sum_{n=1}^{\infty} \delta T_e(n) \left\{ \cos\left(\frac{4n\pi z_i}{\lambda_G} \right) + \varphi(n) \right\} \qquad (II.16)$$

A l'aide de cette représentation, l'ordre fondamental du développement (n = 1) a la même périodicité que l'onde stationnaire de chauffage imposée au plasma. Au cours de notre cycle d'expériences, nous avons également déterminé la contribution des l'harmoniques d'ordre supérieur à 1, afin d'estimer les non-linéarités introduites par la variation de la conductivité thermique avec la température électronique (nous supposions que ΔT_e était suffisamment petit pour que D_e soit considéré comme constant). On constate que même aux températures cryogéniques où ΔT_e atteint parfois des ordres de grandeur comparable à T_e^o (température électronique non perturbée), le taux d'harmonique n = 2 est négligeable. Nous avons donc été ramenés au problème de l'approximation d'un ensemble de points expérimentaux par une sinusoïde, au sens des moindres carrés. Les points expérimentaux sont représentés par une sinusoïde de la forme :

$$T_e(z_i) = T_o + \delta T_e \left(\cos \frac{4\pi z_i}{\lambda_G} + \varphi \right) \qquad (II.17)$$

où la longueur d'onde λ_G est une constante connue du problème , T_o est la valeur moyenne des points expérimentaux, δT_e est l'amplitude de la sinusoïde et φ la phase de l'onde stationnaire. De ces trois inconnues, seules les deux premières sont réellement importantes, car elles mettent en jeu des quantités directement utilisables pour le calcul de la diffusivité thermique (Eq. II.14). En effet, on a :

$$\Delta T_{max} = T_o + \delta T_e \quad ; \quad \Delta T_{min} = T_o - \delta T_e$$

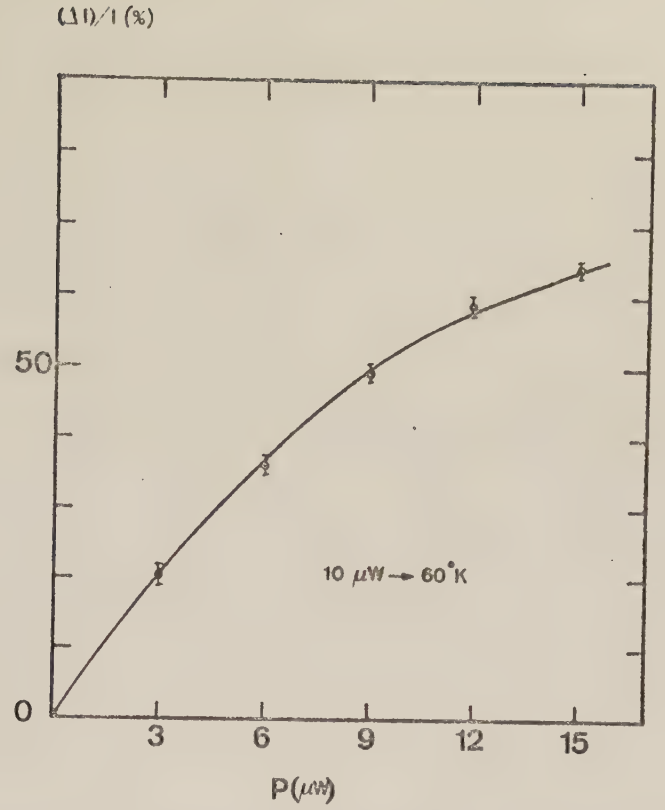


Fig. II.4 : Variation relative de l'intensité lumineuse en fonction de la puissance moyenne du chauffage hyperfréquence.
Hélium à 77°K, $n_o = 8.10^{16}$ cm^{-3}, à 575 μs après le fin de la décharge.

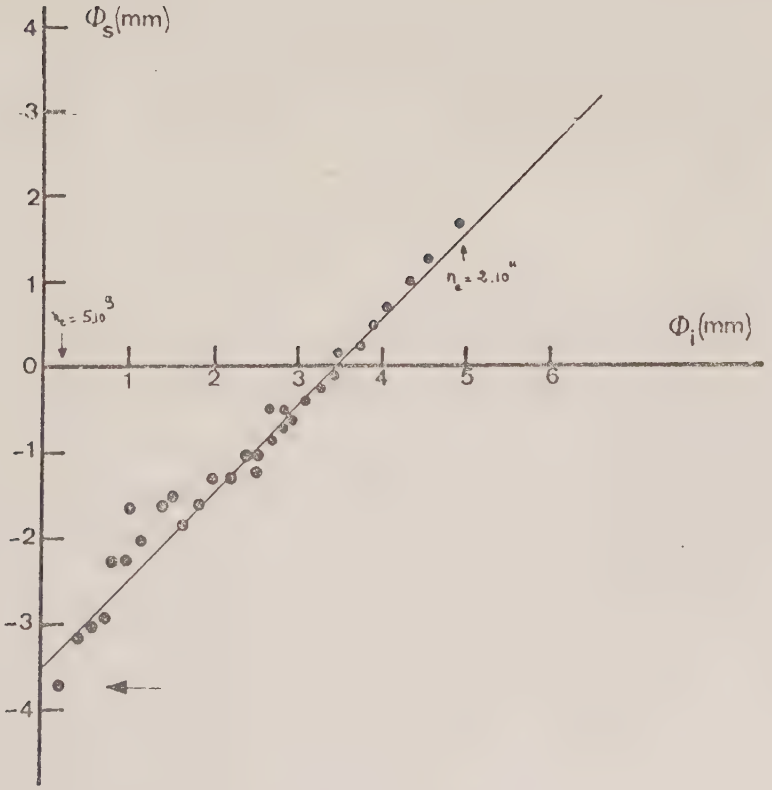


Fig. II.5 : Variation de position de l'onde stationnaire en fonction du déphasage mesuré par interférométrie. Les déphasages ϕ_s sont référés à la fréquence de l'interféromètre. Hélium, 12,1 Torr, 300°K.

et $$\frac{\Delta T_{max} + \Delta T_{min}}{\Delta T_{max} - \Delta T_{min}} = \frac{T_o}{\delta T_e} .$$

La détermination de la phase de l'onde stationnaire, quoique non importante pour la déduction de la diffusivité thermique, nous permet de vérifier la cohérence interne de nos mesures. En effet, on mesure indépendamment le déphasage apporté à une onde de sonde de fréquence différente de celle du chauffage pour en déduire la densité électronique. On peut donc comparer la variation de phase introduite par la présence du plasma en onde progressive (interférométrie) et la variation de phase de l'onde stationnaire lorsque la densité du plasma varie.

Dans cette comparaison, il faut évidemment tenir compte du fait que les déphasages sont mesurés à des fréquences différentes. La figure II.5 donne un cas typique de comparaison des déphasages. L'origine des variations de phase mesurées par interférométrie est la phase sans plasma, alors que pour les variations de phase de l'onde stationnaire, cette origine est arbitraire. La pente de la droite des moindres carrés passant par les points, doit être égale à l'unité, ce qui est bien le cas. On a également repéré les densités électroniques correspondant aux deux extrémités des déphasages mesurés par interférométrie ; on constate que l'excursion totale est de l'ordre d'une longueur d'onde, ce qui correspond à un facteur 40 sur la densité.

La figure II.6 montre des variations typiques de l'accroissement de température électronique avec la position du chariot, lorsque le plasma est soumis à une onde de chauffage stationnaire. Les points sont nos résultats de mesure, déduits des variations d'intensité lumineuse avec la puissance de chauffage, illustrées par la figure II.4.La courbe en trait plein est le résultat de l'analyse de Fourier de ces points. La courbe du bas est tracée dans les conditions expérimentales repérées par une flèche sur la courbe II.5 ; on constate que, bien que la dispersion des points soit grande, l'erreur sur la phase ne dépasse pas 0,5 mm, ce qui représente le tiers du pas spatial que nous avons utilisé. La phase de l'onde stationnaire, bien que n'intervenant pas directement dans le calcul de la conductivité thermique, nous permet de vérifier constamment la cohérence interne de nos mesures par compa-

raison avec la phase issue des mesures de densité.

Nos programmes de dépouillement sont rédigés en langage FORTRAN adapté à l'ordinateur HP 2100 du laboratoire. La qualité de l'approximation des points expérimentaux par une fonction sinusoïdale est appréciée en calculant la dispersion moyenne des points autour de la courbe. Le délai entre une expérience et son dépouillement est très bref, ce qui nous permet de faire varier les paramètres du plasma en suivant constamment l'acquisition des résultats.

Le chapitre suivant est consacré à la présentation globale du comportement de la densité et de la température électronique dans les post-décharges d'hélium, de néon et d'hélium-néon (1 : 10), lorsque la température du gaz est la température ambiante et aux températures cryogéniques. Nous insisterons tout particulièrement sur les mesures de température par radiométrie, afin de préciser les conditions expérimentales où ces mesures sont significatives.

II.5. RESULTATS DES MESURES DE DENSITE ET DE TEMPERATURE ELECTRONIQUES DANS LES PLASMAS DE POST-DECHARGE CRYOGENIQUES

Ce chapitre est consacré à la présentation de nos résultats de mesure des décroissances de température et de densité électroniques dans les plasmas de post-décharges créés dans l'hélium, le néon et l'hélium-néon. Comme nous nous intéressons à la mesure précise du transfert d'énergie au sein du gaz d'électrons, la température de la population électronique est le paramètre fondamental à mesurer, tant localement en présence d'une perturbation inhomogène que globalement, sans perturbation.

Les premiers travaux de Goldstein et Cohen (1948) et Parzen et Goldstein (1950,1951) ont montré que les mesures de la température de rayonnement dans le domaine microonde, permettent une évaluation directe de la température électronique, pourvu que la fonction de distribution des énergies électroniques reste maxwellienne. Dans un plasma de post-décharge, la puissance de bruit rayonnée devient très faible, particulièrement dans les plasmas cryogéniques, et sa mesure nécessite l'emploi d'un radiomètre à comparaison dont les principes de base ont

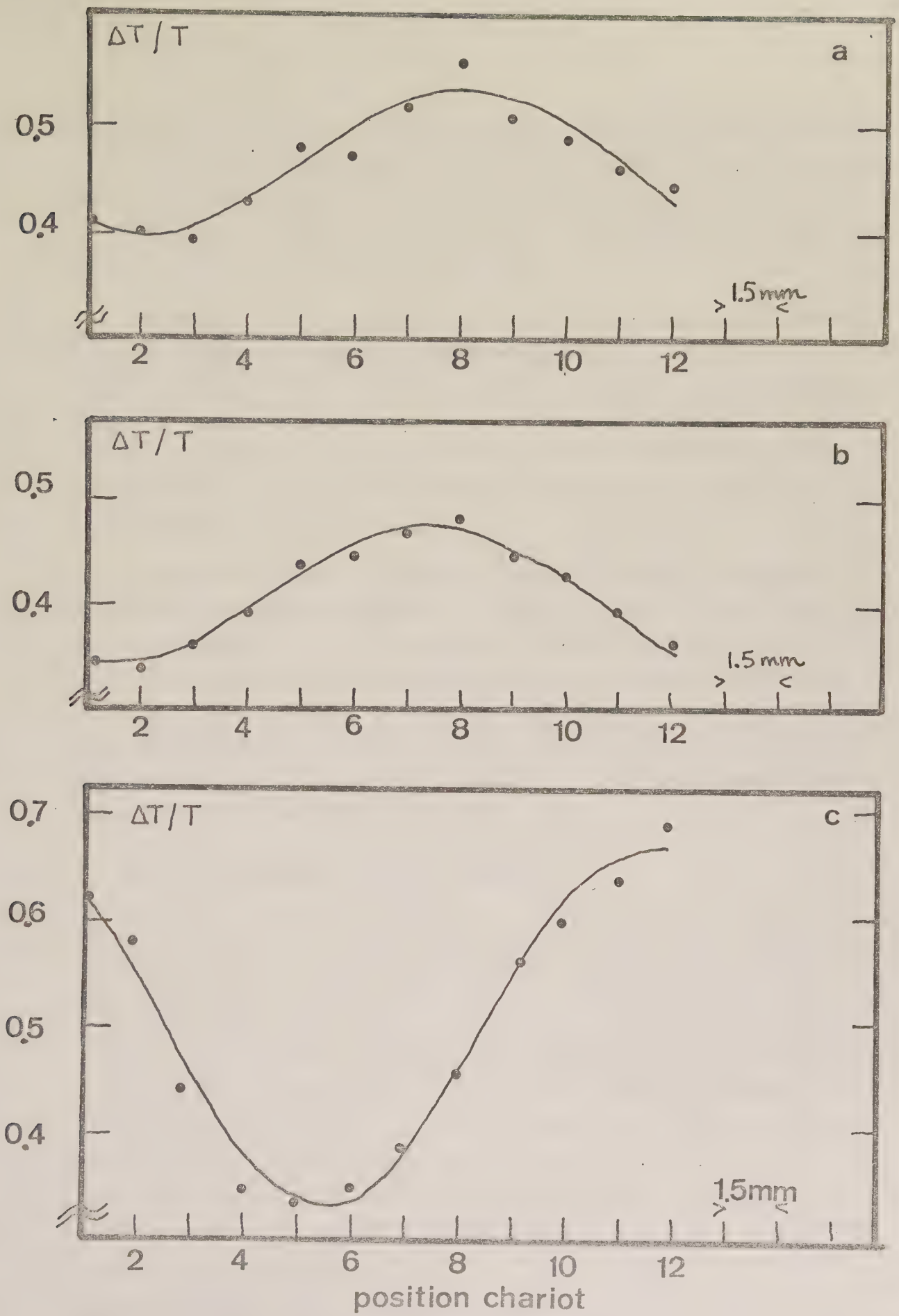


Fig. II.6 : Variations relatives de la température électronique en fonction de la position dans l'onde stationnaire. Hélium, 77°K, n_o = $9{,}2.10^{16}$ cm^{-3}, T_e = 120°K. a) n_e = $3{,}15.10^{10}$ cm^{-3}. b) n_e = $4{,}8.10^{10}$ cm^{-3}.c) hélium, 300°K, no = $3{,}9.10^{17}$ cm^{-3}, T_e = 450°K.

été décrits dans ma thèse de troisième cycle (1969). La nature essentiellement transitoire des plasmas de post-décharge impose l'emploi des techniques d'échantillonnage pour obtenir la valeur de la température à un instant donné, le rapport signal sur bruit étant augmenté par intégration sur un grand nombre de périodes du plasma.

Les mesures de la température électronique dans un plasma de post-décharge de faible absorptivité deviennent encore plus difficiles si l'on tente de perturber la température électronique par une onde hyperfréquence de moyenne puissance. Cela est rendu nécessaire par la nature même de nos expériences où l'on modifie d'une faible quantité la température électronique, de façon inhomogène, afin de mesurer la conductivité thermique du gaz d'électrons.

Le radiomètre que nous décrivons, dont j'ai réalisé le prototype au cours de mon travail de thèse de troisième cycle, est particulièrement bien adapté à l'étude des plasmas à faible température électronique. Il présente l'originalité de permettre les mesures de température électronique sans recourir à une mesure indépendante de l'absorptivité et la réflectivité du plasma. Son fonctionnement en ondes progressives nous permet également de garder le contrôle de la température électronique en présence d'une onde de chauffage.

II.5.1. Description de notre radiomètre

Son principe de fonctionnement et sa réalisation ont été décrits dans une publication antérieure (Delpech et Gauthier, 1971). La partie haute fréquence de ce dispositif comprend un mélangeur à large bande (1000 MHz), attaqué par un signal d'oscillateur local dont la fréquence est voisine de 9 GHz. La fréquence intermédiaire est amplifiée par un amplificateur à large bande (630 MHz) dont le facteur de bruit est voisin de 6 dB ($T_B \simeq 1000°$ K). Ces performances nous permettent d'atteindre une sensibilité pratique comprise entre 0,1 et 10° K selon le temps d'intégration et la durée de l'impulsion d'échantillonnage. Un détecteur quadratique est interposé entre cet amplificateur et un convertisseur analogique-digital, couplé à l'analyseur multicanaux qui réalise l'échantillonnage temporel au cours de la post-décharge. La fréquence de l'onde de chauffage perturbant le plasma est choisie en dehors de la ban-

de passante haute fréquence du radiomètre, dont l'entrée est protégée par un filtre coupe-bande centré sur cette fréquence. On obtient ainsi une réjection supérieure à 120 dB, nous assurant une totale indépendance du fonctionnement du radiomètre en fonction de la puissance de chauffage.

Nous mesurons séparément la puissance émise par le plasma et par les sources de bruit de référence, en transmission et en réflexion. Un calcul simple (Delpech et Gauthier, 1971) montre que la température électronique du plasma est égale à la température de référence lorsque le signal présent à la sortie du radiomètre est nul, en tirant partie du fait que nous mesurons la différence des signaux avec et sans plasma. L'influence de la dissymétrie du plasma et des pertes d'insertion sur la précision de la mesure ont été étudiées en détail dans la publication précédemment citée. Ce dispositif de mesure de la température électronique nous a permis de faire des mesures suffisamment précises de la température électronique, avec et sans perturbation, dans les plasmas de post-décharge à 300°K . Dans les plasmas créés aux températures cryogéniques, la température de rayonnement mesurée est très différente de la température électronique, car la fonction de distribution des vitesses électroniques présente un caractère non maxwellien assez prononcé. La première étude quantitative de ce phénomène est due à Ingrahan et Brown (1965) qui ont montré l'influence des atomes métastables sur la décroissance de la température électronique dans les gaz rares et particulièrement l'hélium. Récemment, le problème du chauffage de la post-décharge par l'effet des collisions inélastiques mettant en jeu les métastables a été réexaminé par Monchicourt (1972). L'effet des espèces excitées présentes dans la post-décharge se manifeste de deux façons différentes :

- Sur la relaxation temporelle de la température électronique par l'intermédiaire d'un terme de source d'énergie dans le bilan thermique du plasma (Eq. II.4). Lors d'une collision super-élastique entre un électron thermique et un atome métastable dans l'etat triplet,

$$e + H_e\ (2\ ^3S) \rightarrow H_e\ (1\ ^0S) + e + 19{,}8\ eV$$

l'électron incident voit son énergie passer d'une fraction d'électron-volt à une vingtaine d'électron-volts. Il en est de même lors de la collision ionisante entre deux métastables

$$H_e\ (2\ ^3S) + H_e\ (2\ ^3S) \longrightarrow H_e^+ + e + H_e\ (1S) + 15\ eV$$

où l'électron produit emporte l'énergie de la réaction.

L'activité des métastables constitue un apport d'énergie important durant la post-décharge où la décroissance lente de ces espèces et leur éventuelle formation au cours du temps vient ralentir considérablement la décroissance de température électronique.

- Sur la forme de la fonction de distribution électronique, qui, par l'intermédiaire des processus décrits précédemment, présente une "queue" aux fortes énergies dont l'importance relative par rapport au corps maxwellien dépend de la densité des états métastables, de la densité électronique, de la pression du gaz et des dimensions du tube.

La température de rayonnement du plasma s'écrit, en faisant intervenir la fonction de distribution des vitessés électroniques (Bekefi, 1966) :

$$k\ T_R = \frac{\int_0^\infty \nu_{e_o}\ v^4\ f(v)\ dv}{\int_0^\infty \nu_{e_o}\ v^4 \left(\frac{1}{mv}\frac{\partial f}{\partial v}\right) dv} \qquad (II.18)$$

où ν_{e_o} est la fréquence de collision neutre et f(v) la fonction de distribution des électrons. L'influence de la partie non maxwellienne de la fonction de distribution se fait sentir par l'intermédiaire du terme au dénominateur. Dans les conditions usuelles de post-décharge à la température ambiante, l'écart entre la température électronique et la température de rayonnement n'excède pas 10%. La mesure des coefficients de transport thermique et de la conductivité haute fréquence n'est pas affectée de façon significative par cet écart à la fonction de distribution de Maxwell, comme le montre un calcul simple exposé dans l'annexe I.

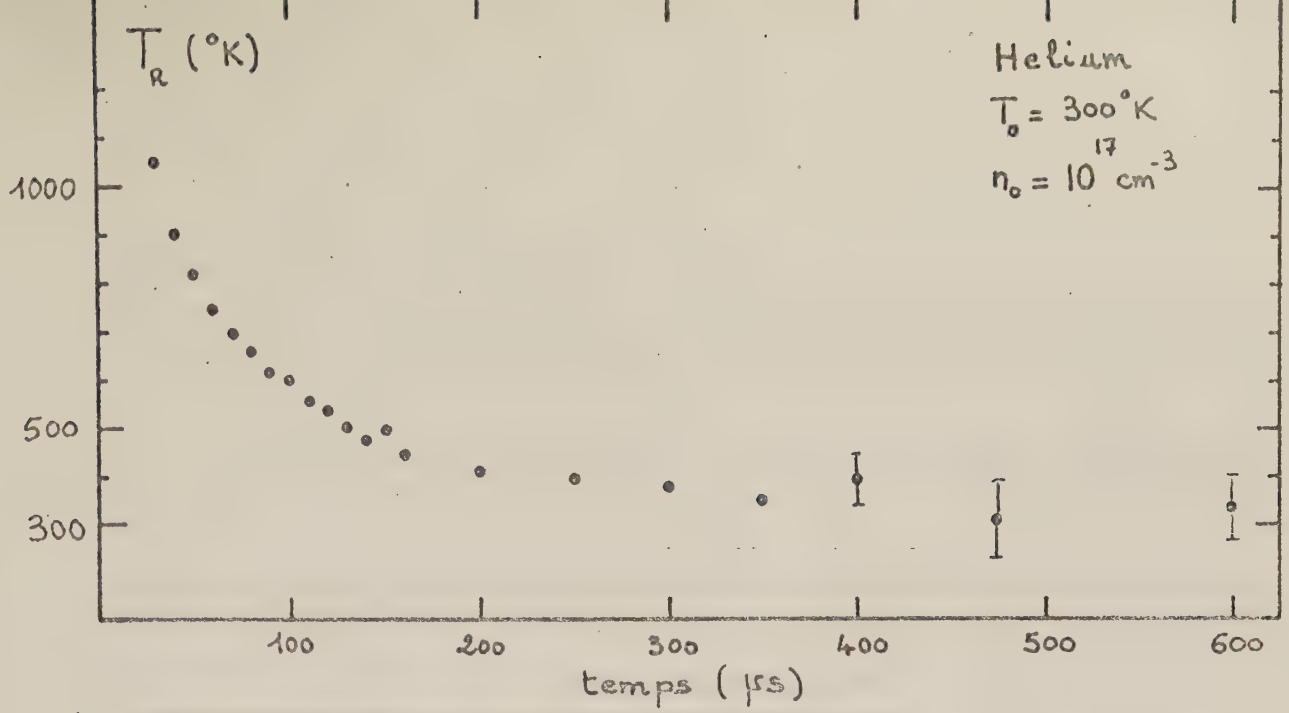
Aux températures cryogéniques, nous avons montré (Delpech et Gauthier, 1972) de manière qualitative, qu'à des densités électroniques

comparables, le nombre de métastables est plus important qu'à la température ordinaire et que, d'autre part, la température électronique est plus faible. La déviation de la température électronique par rapport à la température de rayonnement en est d'autant plus grande comme le montrent les résultats expérimentaux que nous présentons maintenant.

II.5.2. Mesure de la température électronique par radiométrie dans les plasmas cryogéniques

Nous avons tenté d'illustrer de manière qualitative les considérations précédentes en effectuant quelques mesures de la température électronique par la technique radiométrique à 77 et 4,2°K. Les résultats sont présentés sur la figure II.7. Nous avons porté la température de rayonnement, mesurée à 300, 77 et 4,2°K en fonction du temps. Lorsque la température des neutres est la température ambiante, on constate que la température électronique relaxe bien vers 300°K, quoique de façon assez lente. Par contre, à 77°K, la température de rayonnement est très élevée, pratiquement indépendante de la pression dans les premières centaines de microsecondes après la décharge. Lorsque la température des neutres est voisine de 4,2°K, la température de rayonnement a un comportement analogue. On constate cependant que dans les conditions expérimentales particulières à la figure, la température de rayonnement décroît fortement dans la phase initiale de la post-décharge, puis tend à croître très lentement. Cet effet peut être attribué à la création, dans la proche post-décharge, des espèces excitées qui sont responsables du caractère relativement non maxwellien du gaz d'électrons.

Pour vérifier qualitativement que les fortes températures de rayonnement constatées proviennent bien du caractère non maxwellien de la fonction de distribution, nous avons perturbé le plasma par une onde de chauffage. En première approximation, l'effet du chauffage se fait sentir surtout sur le corps maxwellien de la fonction de distribution, on doit donc trouver une élévation de la température de rayonnement correspondant à l'accroissement de température électronique; les résultats sont portés sur la courbe du milieu de la figure II.7. La puissance de chauffage crête était de 360 mW, correspondant à une élévation de température de 1000 °K. Nous voyons que l'élévation de température mesurée



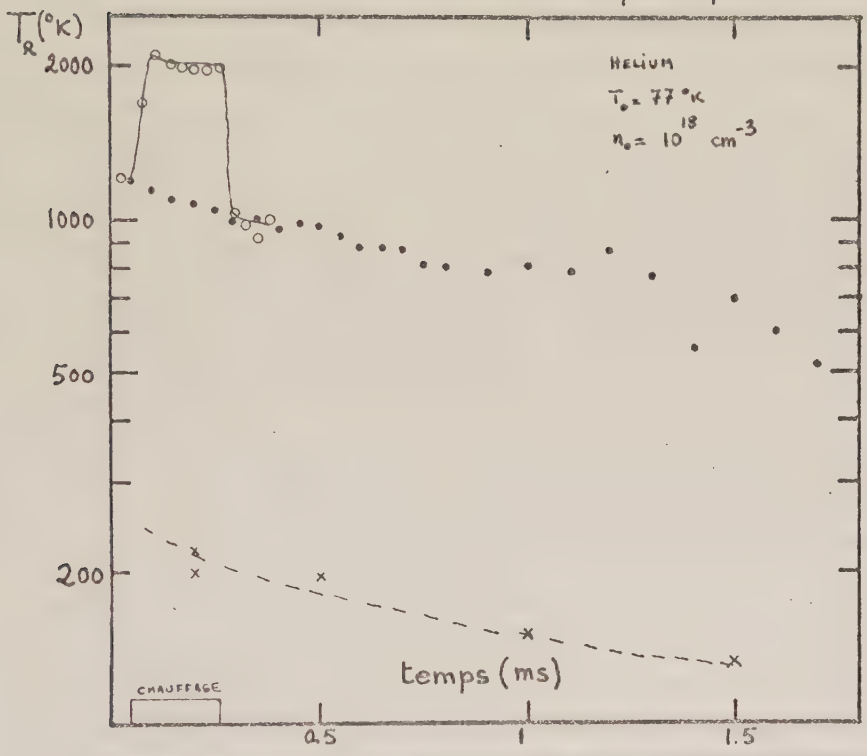
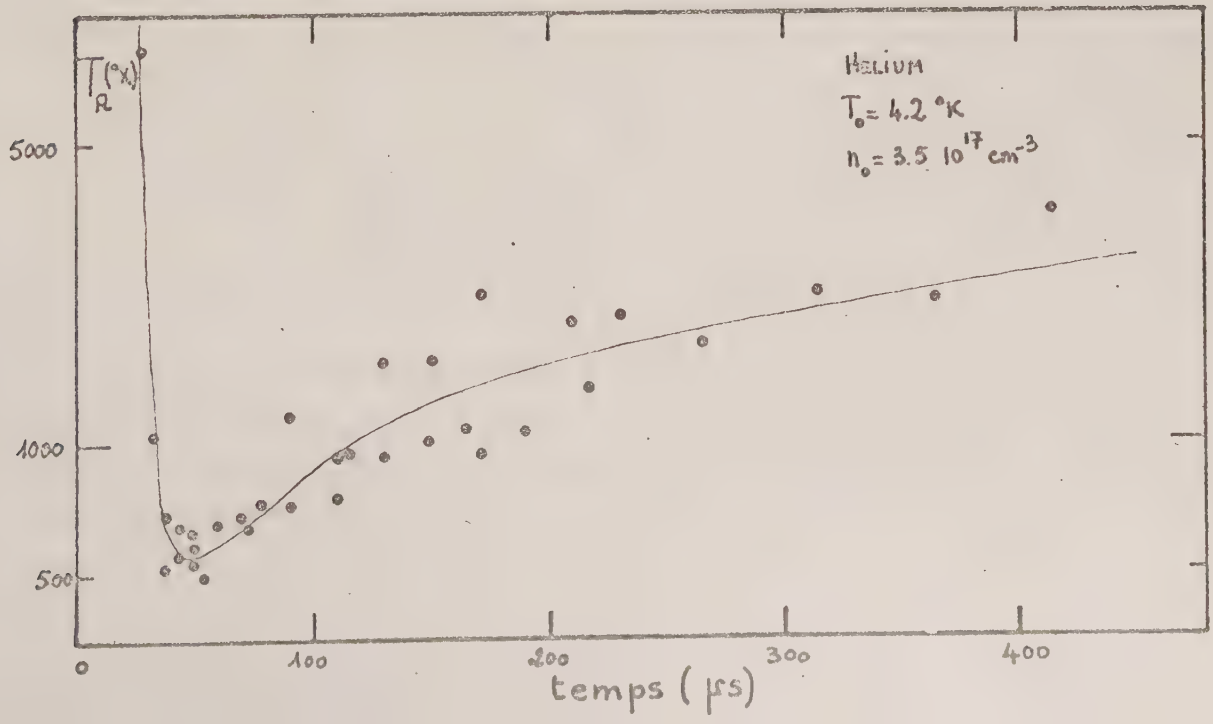


Fig. II.7 : Température de rayonnement mesurée par radiométrie en fonction du temps à 300, 77 et 4,2°K. A 77°K, la puissance de chauffage correspond à une élévation de température calculée de 1000°K.



est en accord raisonnable avec le calcul ; nous avons également porté les variations de température électronique, à une pression légèrement différente (5 Torr), déduites des mesures de fréquence de collision.

II.5.3. Evolution de la densité et de la température électroniques

Dans nos conditions expérimentales, il ne semble donc pas possible de mesurer la température électronique par les techniques radiométriques, aux températures cryogéniques. Notre système de perturbation de la température électronique par chauffage hyperfréquence nous permet cependant de mesurer avec précision les variations de la température avec la puissance de chauffage. Lorsque la température du gaz de neutres n'était pas la température ambiante, nous avons mesuré la température électronique de façon indirecte à partir des variations de la fréquence de collision électron-particules lourdes avec la température électronique. L'étude complète des variations de la fréquence de collision électron-neutres en fonction de l'énergie électronique a été menée à bien par Sol et ses collaborateurs (1973) dans l'hélium et par Sol (1972) dans le néon.

Ces expériences ont été menées dans des conditions où l'interaction coulombienne était rendue négligeable par rapport aux interactions électrons-neutres par le choix de la pression du gaz étudié. Dans nos propres expériences, qui couvrent une gamme de pressions plus étendue, la fréquence de collision électron-ion joue un rôle qui peut être important aux faibles températures : on doit tenir compte de l'interaction coulombienne dans la détermination indirecte de la température électronique à partir des mesures de fréquence de collision. Dans la théorie classique de Spitzer (1953), la fréquence de collision effective électron-ion pour la relaxation des quantités de mouvement, est donnée par :

$$\langle \nu_{ei} \rangle = \frac{4\sqrt{2\pi}\, n_i \log(9 N_D)}{3\, m^{1/2} (k T_e)^{3/2}} \left(\frac{e^2}{4\pi \varepsilon_o} \right)^2 \qquad \text{(II.19)}$$

où n_i est la densité ionique ($n_e = n_i$ dans nos plasmas) et N_D est le nombre d'électrons dans la sphère de Debye. Cette expression n'est valable que dans le domaine des plasmas classiques ($N_D \gg 1$) ; elle doit être corrigée par l'introduction de termes non dominants pour $N_D \simeq 1$, d'après

les résultats exposés dans la première partie. Nous avons vérifié expérimentalement (Gauthier et Sol, 1972) la dépendance linéaire de $\langle \nu_{ei} \rangle$ avec la densité électronique dans le domaine des plasmas classiques, l'accord entre le calcul issu de la formule II.19 et les résultats expérimentaux est satisfaisant. Nous avons comparé la température électronique déduite directement des mesures radiométriques et indirectement de la mesure de la fréquence de collision effective sur la figure II.8. Le gaz étudié est l'hélium à 300°K, la densité des particules neutres étant de $4,5.10^{17}$ cm^{-3}. Les barres d'erreur pour les mesures déduites de la fréquence de collision ne sont pas figurées, elles sont de l'ordre de 15% pour les points situés au-delà de 1 ms.

Des vérificatiena analogues ont été effectuées dans le néon avec un égal succès. La précision de la mesure indirecte de la température électronique aux températures cryogéniques dépend étroitement de la vérification de la loi de proportionnalité $\Delta T_e = K P$. Les résultats sont portés sur la courbe II.9 où nous avons figuré l'élévation de température électronique en fonction de la puissance de chauffage. La courbe en trait continu est le résultat du calcul, en tenant compte de notre géométrie. La zone utile pour les mesures de conductivité thermique se situe en-dessous de 20 μW où la linéarité semble le mieux respectée.

Nous n'avons pas de moyen direct pour évaluer si le coefficient K est indépendant de la température du gaz de neutres. Aux faibles échauffements, on peut cependant penser que le loi de proportionnalité est toujours vérifiée. La valeur de K peut alors être évaluée à partir des mesures de fréquence de collision pour deux puissances différentes, ces puissances étant choisies de telle sorte que les températures perturbées soient supérieures à 300°K, une zone où nous gardons le contrôle radiométrique de la température. On constate que dans l'hélium, le coefficient K est indépendant de la température des neutres, alors que dans le néon, ce coefficient dépend légèrement de la pression et de la température. La présentation complète des variations de la fréquence de collision et de la section efficace d'interaction électron-neutre dans le néon fera l'objet d'une publication ultérieure.

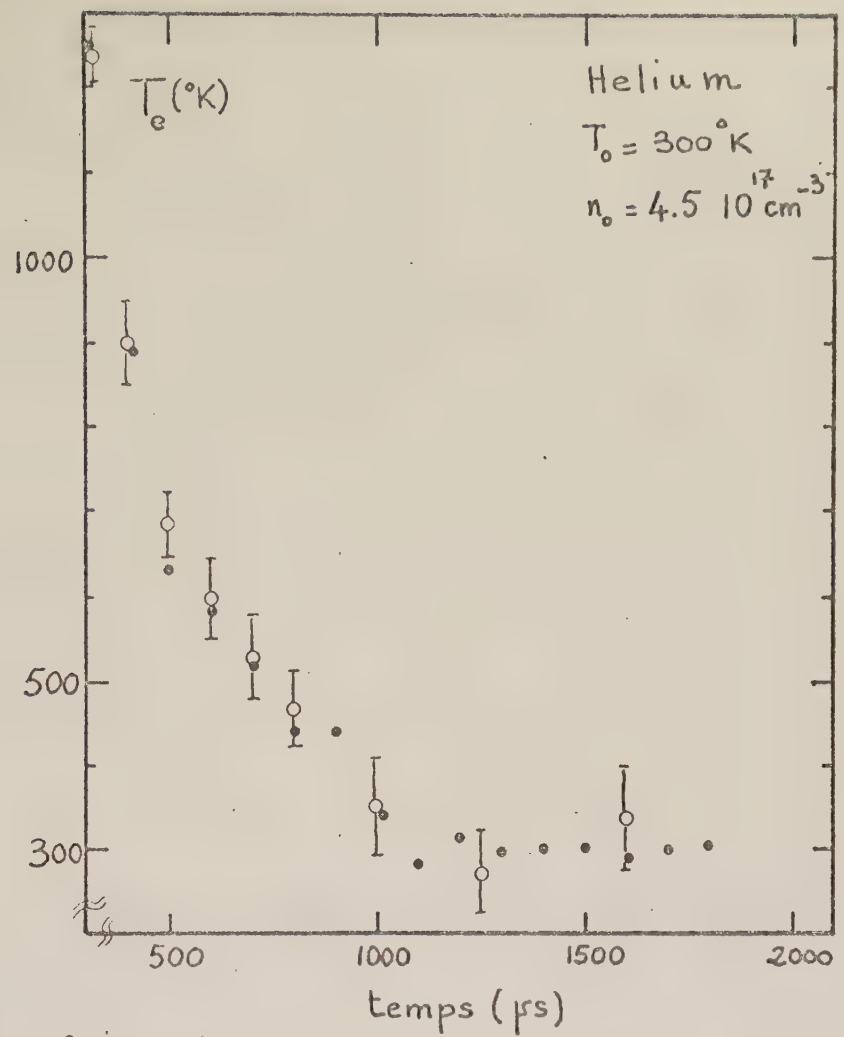


Fig. II.8 : Température électronique en fonction du temps. Comparaison des mesures par radiométrie (⊥) et par fréquence de collision (•).

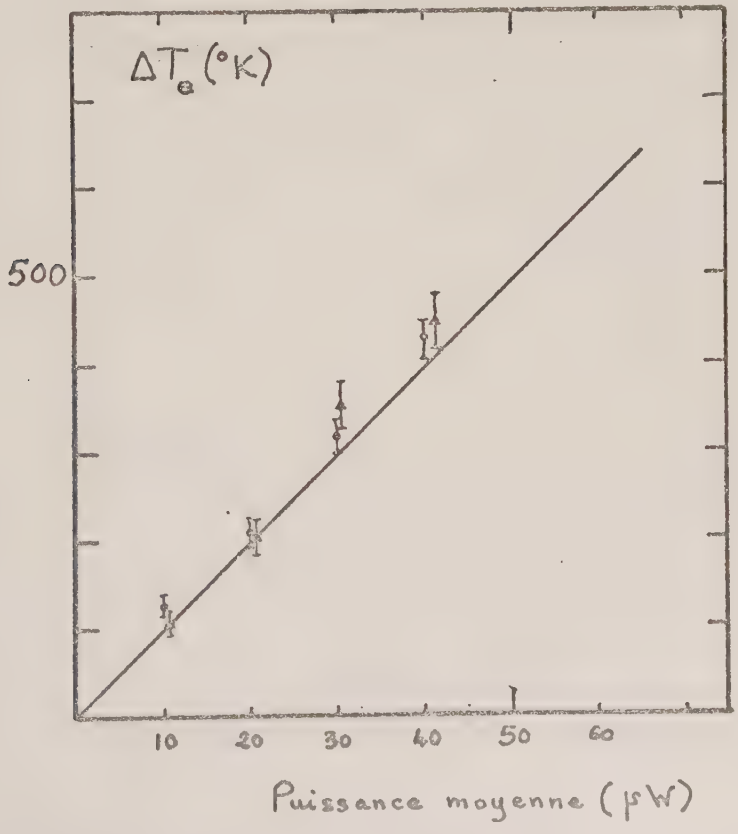


Fig. II.9 : Elévation de la température électronique en fonction de la puissance moyenne de chauffage. Hélium, 300°K. (⊥) 12 Torr, (▲) 16,1 Torr.

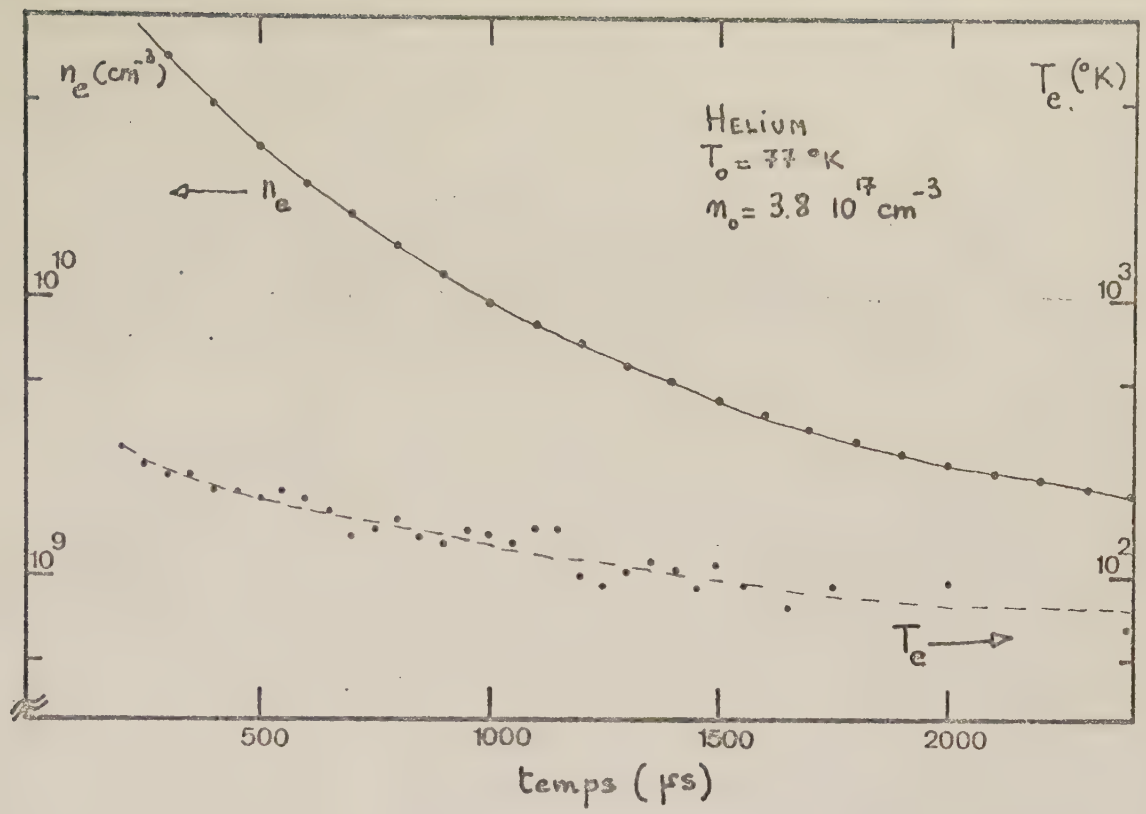


Fig. II.10 : Densité et température électroniques en fonction du temps dans l'hélium à 77°K, $n_o = 3{,}8.10^{17}$ cm^{-3}.

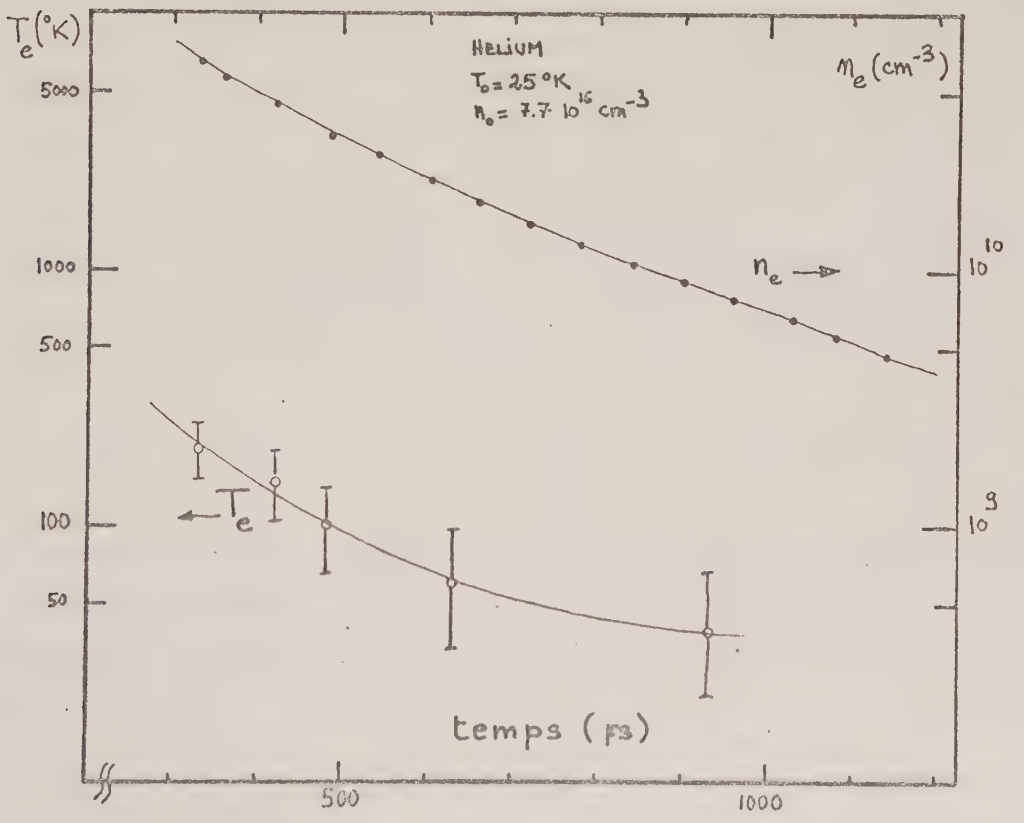


Fig. II.11 : Densité et température électroniques en fonction du temps dans l'hélium à 25°K, $n_o = 7{,}7.10^{16}$ cm^{-3}.

Avant d'aborder la présentation de nos résultats de conductivité thermique, nous présentons quelques résultats significatifs des variations mesurées de la température et de la densité électronique dans les post-décharges.

II.5.3.1. Hélium

La figure II.10 montre les décroissances de la densité et de la température électronique dans l'hélium à 77°K ($n_o = 3{,}76.10^{17}$ cm^{-3}). De l'évolution constatée de la densité, on déduit que le principal mécanisme de perte de charges est la recombinaison électron-ion. L'étude de la recombinaison électron-ion à cette température a été effectuée par Gerardo et Gusinow (1971) puis reprise par Devos (1973). La recombinaison dissociative de l'ion triatomique d'hélium (He_3^+) semble pour l'instant expliquer la dépendance relativement lente du coefficient de recombinaison avec la température (T_e^{-1}). Durant la phase de post-décharge, la température électronique décroît très rapidement durant la première centaine de microsecondes après la décharge puis sa décroissance devient très lente. Nous attribuons ce phénomène à la compétition entre les pertes d'énergie par collisions élastiques électron-neutres et les gains d'énergie liés aux espèces métastables dans la post-décharge. Nous avons montré (Gauthier et Delpech, 1972) que les termes de source de particules et d'énergie sont indépendants de la température électronique dans nos conditions expérimentales. Nous arrivons à des conclusions analogues aux températures de gaz inférieures à 77°K. La figure II.11 montre les décroissances de la densité et de la température électronique dans l'hélium, pour T_o = 25°K, $n_o = 7{,}72.10^{16}$ cm^{-3}.

II.5.3.2. Néon

Aux températures électroniques voisines de 300°K, la section efficace de collision élastique électron-atome de néon est environ sept fois plus faible que la section efficace de collision électron-atome d'hélium. La masse de l'atome de néon est cinq fois plus grande que celle de l'atome d'hélium ; on peut prévoir dès à présent que la relaxation de la température électronique sera beaucoup plus lente dans le néon que dans l'hélium. C'est effectivement ce que l'on constate à la température am-

biante sur la figure II.12 où les décroissances de densité et de températures électroniques sont portées en fonction du temps pour deux pressions. Comme dans l'hélium à la même température, plus la densité des particules neutres est élevée et plus la température électronique relaxe rapidement vers celle des neutres. La décroissance de température électronique, très rapide en début de post-décharge, devient très lente au cours du temps ; nous verrons plus loin que ce phénomène peut être relié à un terme de source d'énergie dans la post-décharge dont l'importance, contrairement au cas de l'hélium, dépend très fortement de la température électronique. Les décroissances de densité électronique montrent, aux pressions considérées, que la récombinaison électron-ion est le mécanisme prépondérant de pertes de charges.

Aux températures cryogéniques, la figure II.13 montre à 77°K les décroissances de densité et de température électronique pour $n_o = 2{,}64.10^{18}$ cm^{-3}. La température électronique met plus de 5 ms pour atteindre la température des neutres ; les mesures de température électronique sont déduites des mesures de fréquence de collision.

Afin d'étudier l'existence d'un évantuel terme de source d'énergie dans les post-décharges de néon, nous avons perturbé la température électronique d'environ 500°K pendant un temps suffisant pour modifier les populations des niveaux métastables $1s_3$ et $1s_5$ du néon. En particulier, les niveaux s_5 et s_4 sont séparés de $5{,}17.10^{-2}$ eV (le niveau $1s_4$ est un niveau radiatif (743 Å) vers le fondamental) ; il suffit d'un apport de puissance relativement faible pour perturber ce niveau. Les résultats sont présentés sur la figure II.14 où nous avons étudié le néon à 77°K à une densité de neutres voisine de 4.10^{18} cm^{-3}. La courbe en trait plein est la décroissance constatée de la fréquence de collision totale en fonction du temps, dans la post-décharge non perturbée. La courbe en trait pointillé est obtenue pour une perturbation $\Delta T_e = 560°K$ appliquée pendant 500 µs, à 500 µs dans la post-décharge. On constate que la fréquence de collision totale est inférieure, après perturbation, à la fréquence de collision non perturbée. Cet effet ne peut être attribué à la variation de fréquence de collision électron-ion après chauffage, la densité électronique reprenant sa valeur non perturbée. Les va-

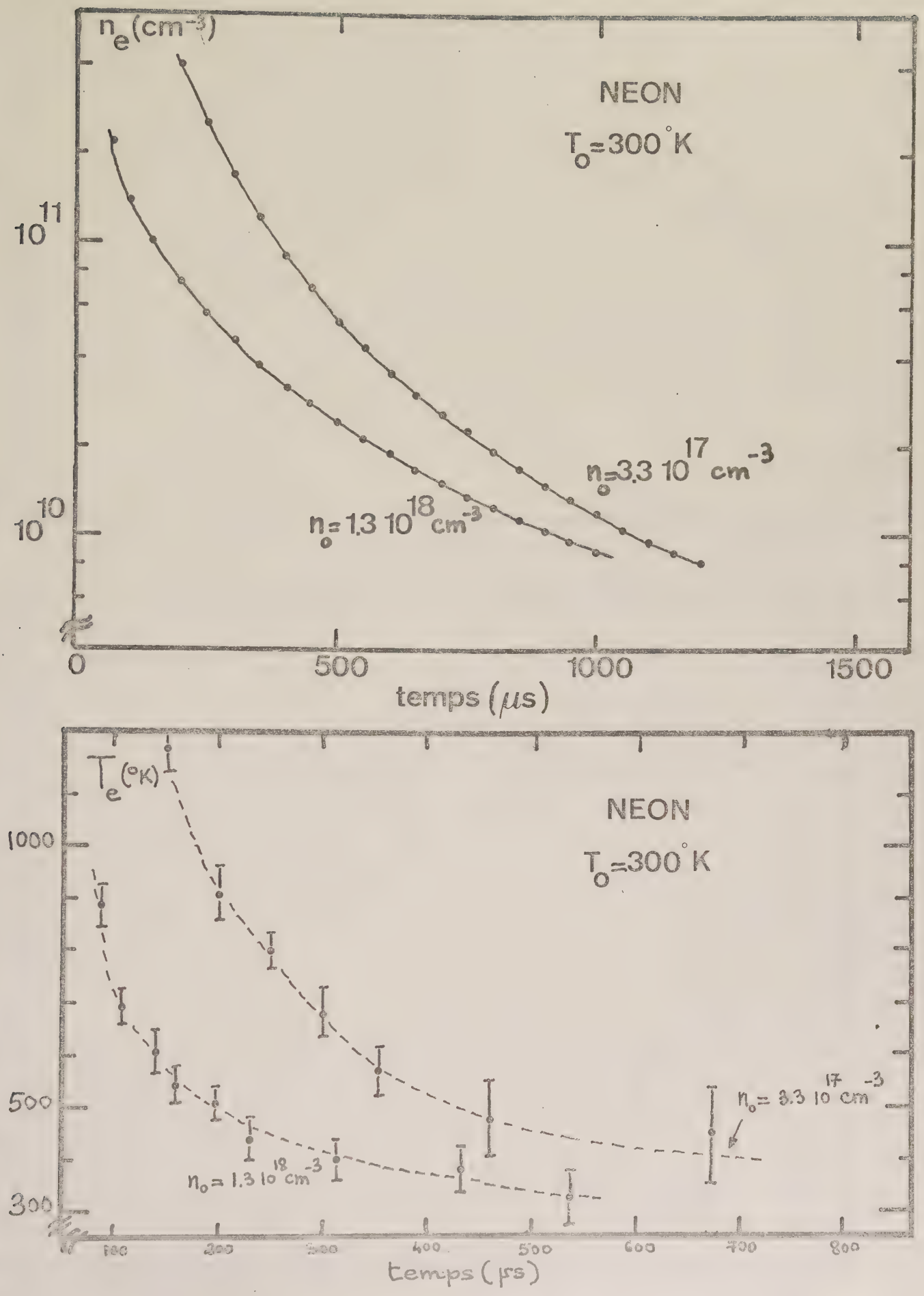
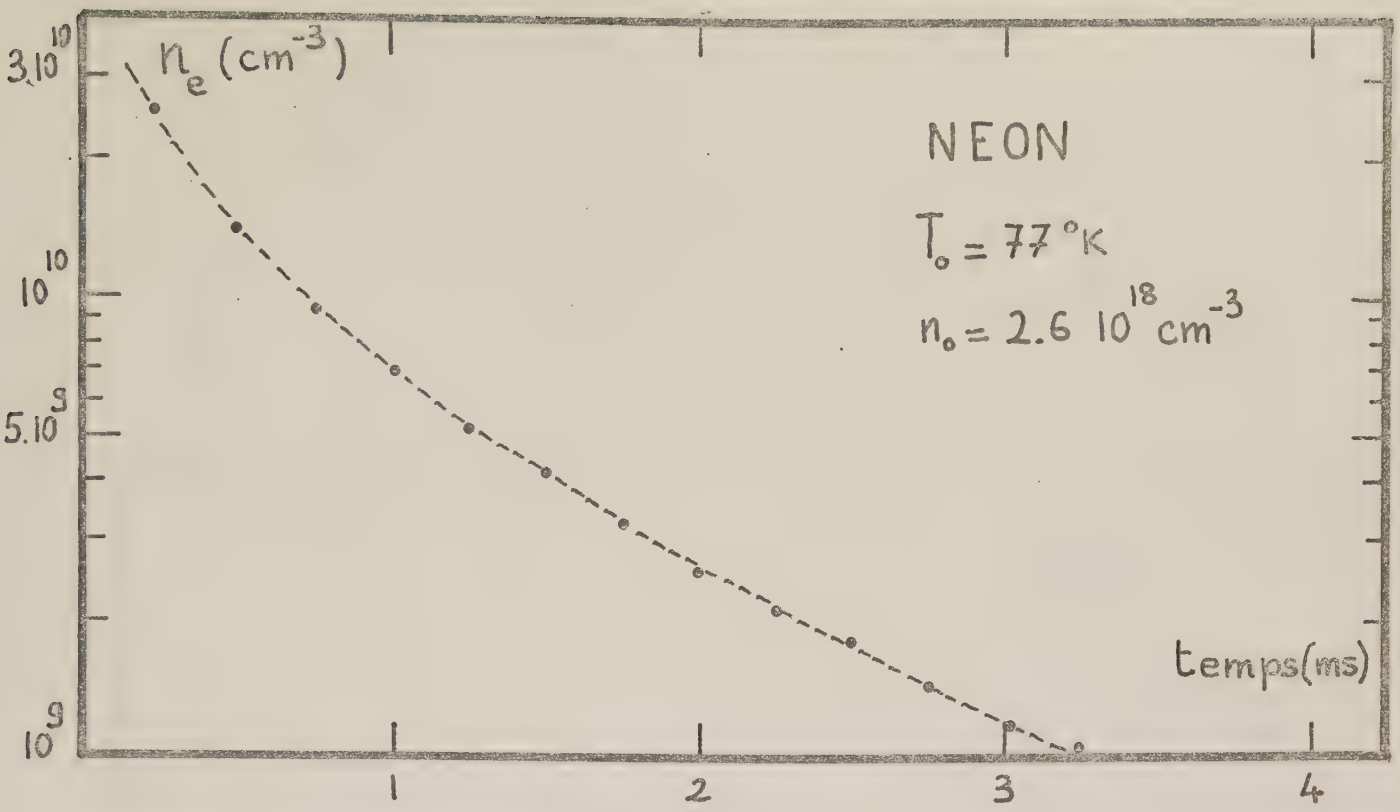


Fig. II.12 : Densité et température électroniques en fonction du temps dans le néon à 300°K pour deux densités d'atomes neutres.



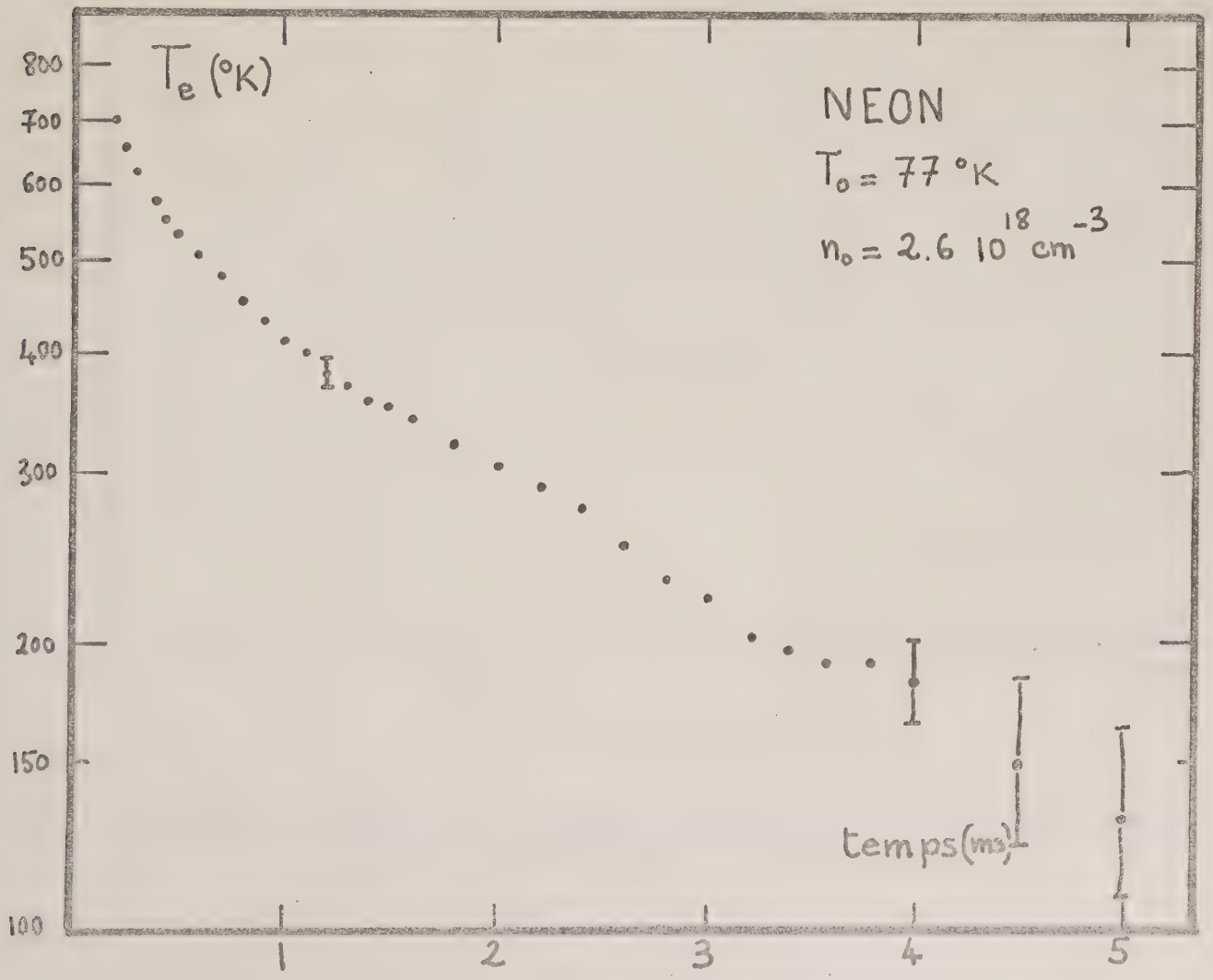


Fig. II.13 : Densité et température électroniques en fonction du temps dans le néon à 77°K, $n_o = 2{,}6.10^{18}$ cm^{-3}.

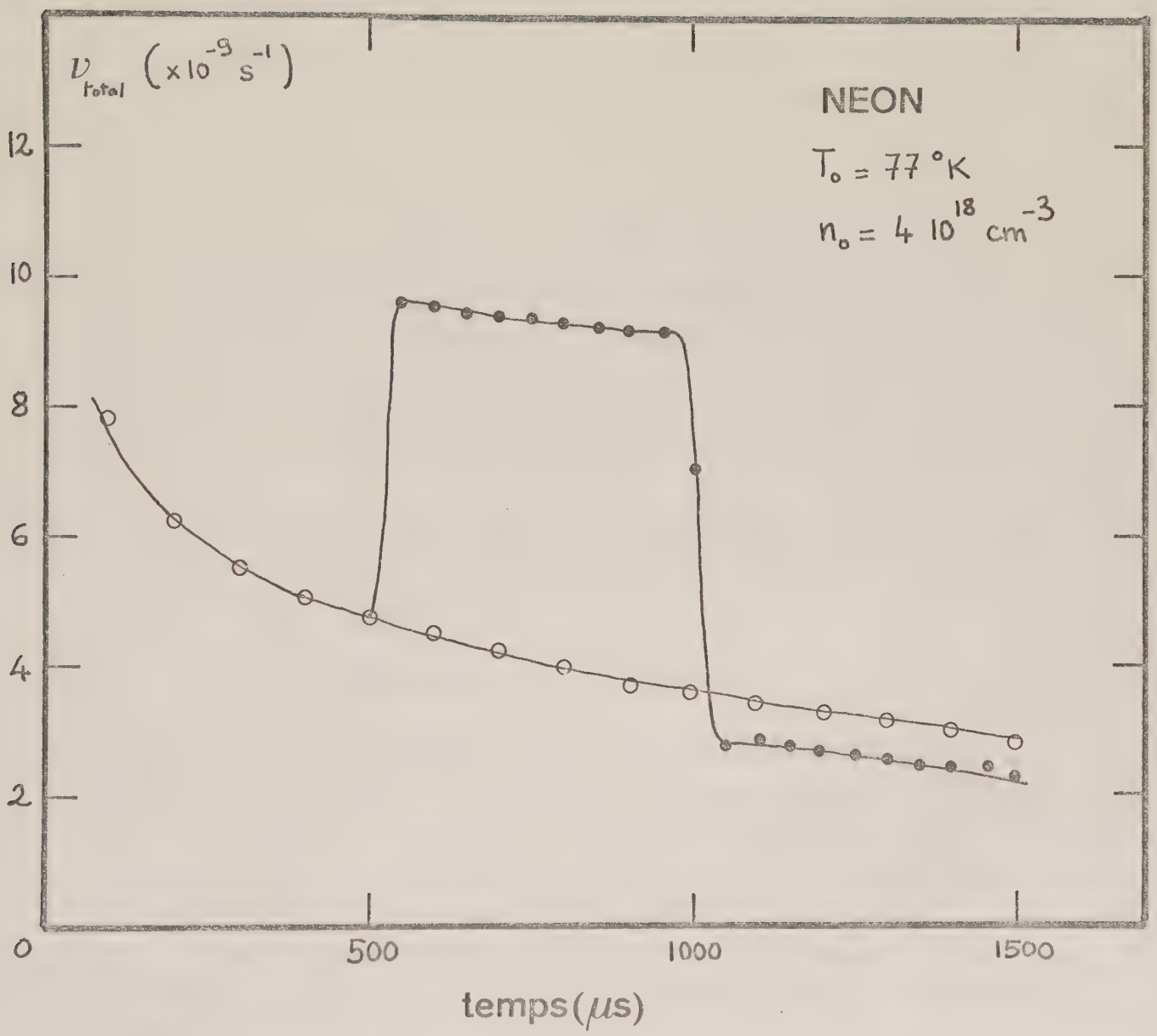


Fig. II.14 : Fréquence de collision mésurée en fonction du temps dans le néon. Chauffage appliqué à 500 μs durant 500 μs.

riations constatées de la fréquence de collision totale ne peuvent être interprétées qu'en tenant compte d'un abaissement de la température électronique après chauffage, par rapport à la valeur non perturbée. Par analogie avec l'hélium, la décroissance de la température électronique dans le néon, est le résultat d'un quasi-équilibre entre les pertes d'énergie par collisions élastiques électron-neutre et les gains dus aux collisions superélastiques électron-métastable. Les métastables de néon, et en particulier le niveau qui est le plus peuplé, sont facilement détruits par collisions inélastiques avec des électrons de faible énergie (de l'ordre de 0,1 eV). Pendant la période de chauffage, les métastables sont donc détruits et la source d'énergie diminue. A la cessation de l'impulsion de chauffage, on constate une décroissance très rapide de température due à la relaxation de l'énergie électronique sur les neutres et, lorsque la température est devenue suffisamment faible, un nouveau quasi-équilibre se forme, à une température électronique plus faible. En l'absence de données quantitatives sur la variation des densités d'atomes métastables dans le néon pendant le chauffage, cette interprétation ne peut qu'être considérée comme provisoire, l'étude de ce phénomène demandant une étude qui sort du cadre de ce travail.

Aux températures inférieures à 77°K, on constate également que la décroissance de température électronique est très lente, d'autant plus lente que la pression est faible.

II.5.3.3. Hélium-néon

Nous avons vu précédemment qu'aux températures cryogéniques, la relaxation de la température électronique est extrêmement lente dans le néon pur. Il est donc difficile de sonder les propriétés de transport électronique à très basse température car la zone de la post-décharge où l'intensité de lumière émise par le plasma est aisément mesurable, correspond à des températures électroniques élevées. La comparaison des temps de relaxation de l'énergie dans l'hélium et dans le néon fait apparaître le rapport :

$$\tau_{N_e} = \left(\frac{2m}{M_{N_e}}\right)^{-1} \nu_{N_e}^{-1} \simeq \tau_{H_e} \times 50.$$

Si l'on introduit une faible quantité d'hélium dans le néon pur, le transfert d'énergie électron-neutre est grandement facilité , alors que le transfert des quantités de mouvement est essentiellement assuré par les interactions électron-néon. Pour illustrer ceci, nous calculons le temps de relaxation de l'énergie électronique dans un mélange d'une partie d'hélium pour 9 parties de néon, sans tenir compte de l'interaction électron-ion :

$$\tau_{H_eN_e} = \left[\frac{2m}{M_{He}} \cdot \frac{\nu_{He}}{10} + \frac{2m}{M_{Ne}} \cdot \frac{9\nu_{Ne}}{10} \right]^{-1}$$

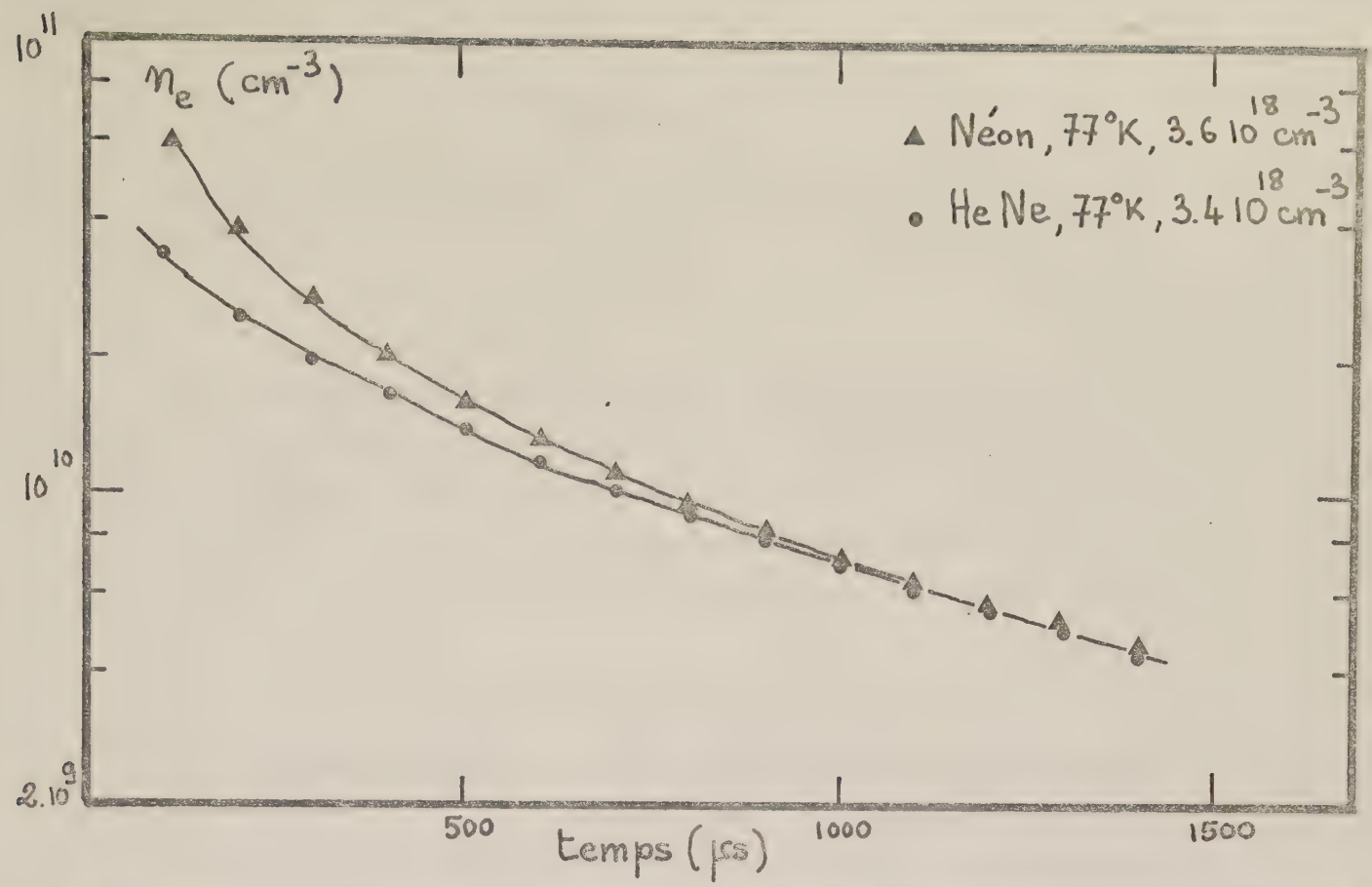
soit $\tau_{HeNe} \simeq 8\,\tau_{He}$.

La fréquence de collision dans le mélange hélium-néon est seulement le double de la fréquence de collision électron-néon. Cette particularité nous permet de peu modifier les coefficients de transport qui dépendent surtout de ν_{e_o} par l'intermédiaire de la section efficace électron-neutre et d'augmenter fortement la vitesse de relaxation de l'énergie dépendant de τ .

La figure II.15 montre les décroissances de température et de densité électroniques dans le néon pur et dans un mélange d'hélium-néon (1:10) à 77°K, à la même densité d'atomes neutres. Bien que les conditions de décharge ne soient pas rigoureusement identiques, on constate que les décroissances de densité sont tout à fait comparables. Les températures électroniques mesurées dans les mêmes conditions, montrent clairement que la température électronique est beaucoup plus basse dans le mélange que dans le néon pur.

Après cette présentation générale de nos conditions expérimentales et de l'évolution des paramètres densité et température dans nos plasmas de post-décharge, nous abordons la présentation des résultats de la conductivité thermique électronique.

-:-:-:-



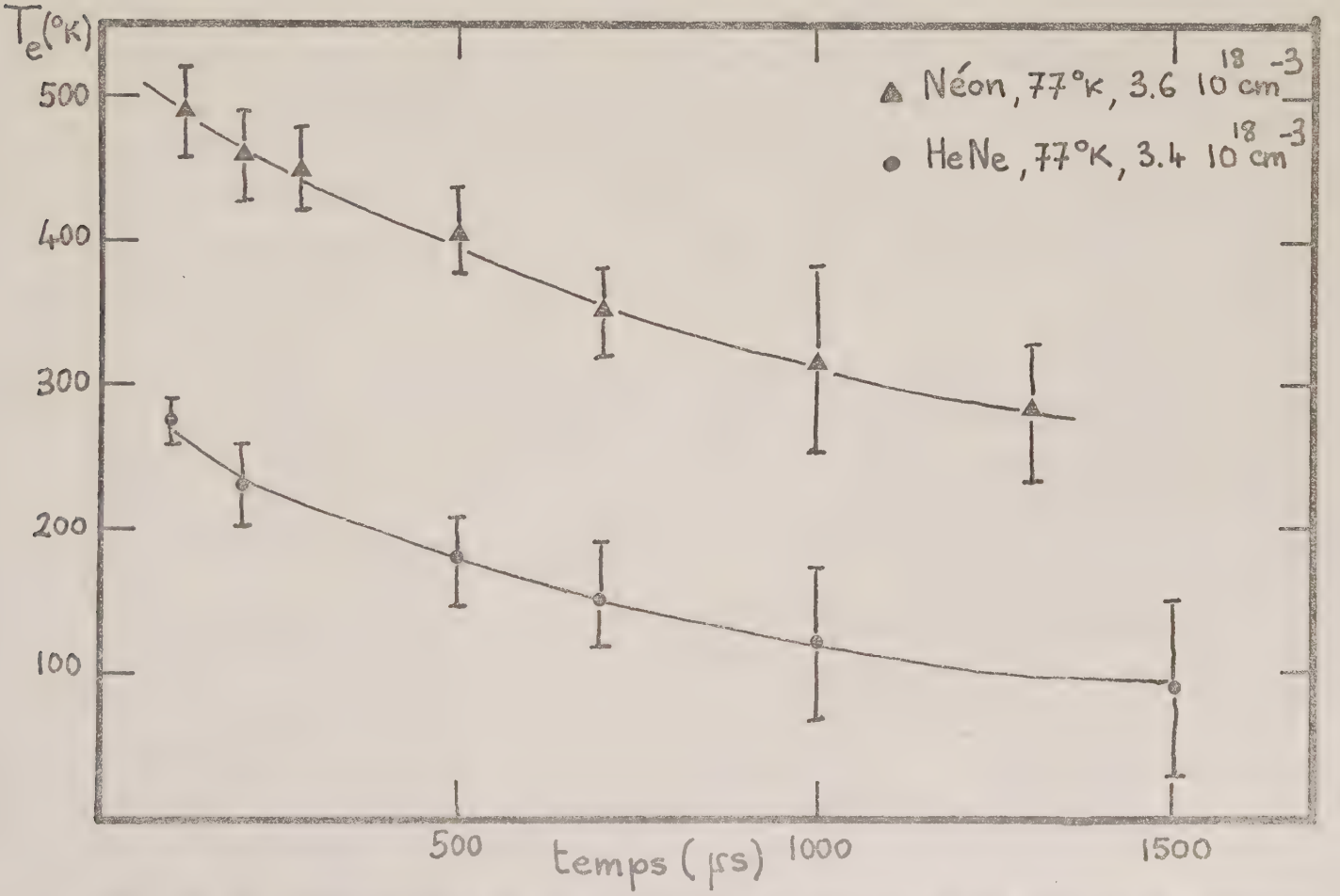


Fig. II.15 : Comparaison des décroissances de densité et de température électroniques en fonction du temps dans le néon et le mélange d'hélium-néon. La densité et la température des neutres sont les mêmes dans les deux cas.

Chapitre III

RESULTATS DES MESURES DE CONDUCTIVITE THERMIQUE ELECTRONIQUE

Nous présentons dans ce chapitre nos résultats de mesure de la conductivité thermique électronique dans les plasmas de post-décharge créés dans les gaz rares. Ces travaux portent sur les plasmas fortement corrélés ($N_D \simeq 1$), mais aussi sur les plasmas classiques ($N_D \gg 1$) dans lesquels l'interaction électron-neutre domine généralement l'interaction coulombienne.

Les plasmas du domaine classique sont créés dans l'hélium, le néon et un mélange d'hélium-néon, à des températures électroniques supérieures à 200°K, à des densités électroniques comprises entre 10^9 et 10^{11} cm^{-3}. Nous avons également étudié la conductivité thermique du gaz d'électrons dans l'argon à des températures électroniques voisines de la température ambiante. Du fait de la faible luminosité du plasma durant la phase de post-décharge, les résultats de mesure sont difficiles à interpréter lors de la perturbation des électrons par l'onde stationnaire hyperfréquence. Bien que nos résultats de mesure donnent le bon ordre de grandeur pour le coefficient de conductivité thermique, les résultats ne seront pas présentés dans ce mémoire.

Les plasmas fortement corrélés sont créés dans l'hélium, à des températures du gaz comprises entre 25 et 100°K ; les résultats expérimentaux sont obtenus pour des nombres d'électrons N_D dans la sphère de Debye compris entre 4 et 20, dans des conditions où la dissipation d'énergie par collisions entre particules chargées devient appréciable.

Nous présentons tout d'abord nos résultats expérimentaux de façon globale, afin d'apprécier l'accord existant entre nos mesures et la théorie développée dans le premier chapitre. Ces résultats seront ensuite détaillés dans deux paragraphes où nous distinguerons les mesures effectuées dans des conditions expérimentales où la relaxation d'énergie sur les neutres limite la conduction thermique et les mesures effectuées dans le domaine où l'interaction coulombienne devient importante. Cette

deuxième série de mesures met en jeu des résultats qui couvrent le domaine des plasmas corrélés ($N_D < 20$). Nous évaluerons également les erreurs systématiques introduites par notre méthode de mesure.

III.1. PRESENTATION GLOBALE DE NOS RESULTATS

Au cours de notre cycle d'expériences, nous avons effectué environ un millier de mesures de la diffusivité thermique électronique dans des conditions expérimentales où le température électronique variait de 50 à 600°K, la densité électronique de 10^9 à 2.10^{11} cm^{-3} et la densité d'atomes neutres de 5.10^{16} à 5.10^{18} cm^{-3}. La cohérence interne d'une série de mesures est appréciée en utilisant systématiquement une gamme de densité électronique qui recouvre la gamme de densité d'une série obtenue antérieurement. On obtient ainsi des valeurs de la diffusivité thermique pour des valeurs identiques des paramètres du plasma, mais dans des conditions de création de la post-décharge souvent différentes.

La figure III.1 permet d'apprécier d'une part la gamme étendue des valeurs de la conductivité thermique que nous avons étudiée et le faible écart des points expérimentaux par rapport à la théorie développée dans le premier chapitre. En ordonnées, nous avons porté le rapport entre nos résultats expérimentaux et notre théorie et en abscisses, les valeurs théoriques correspondantes. Les plus fortes diffusivité thermiques ($D_e \geq 10$ m^2/s) correspondent à des taux de modulation sinusoïdale de la température électronique inférieures à 10%. La gamme des diffusivités thermiques étudiées correspond à des longueurs de relaxation de l'énergie ρ comprises entre 3 et 14 mm (le pas spatial de la modulation est de 18 mm dans nos expériences). La figure III.1 regroupe l'ensemble de nos points obtenus dans l'hélium, le néon et un mélange d'hélium et de néon ; chaque point représente la valeur moyenne de plusieurs mesures effectuées dans des conditions de densité et de température électroniques voisines.

Dans ce qui suit, la dispersion de nos résultats expérimentaux sera évaluée généralement en regroupant des mesures effectuées dans des conditions expérimentales voisines. La barre d'erreur sera alors calculée à partir de la valeur moyenne et de l'écart type moyen des mesures.

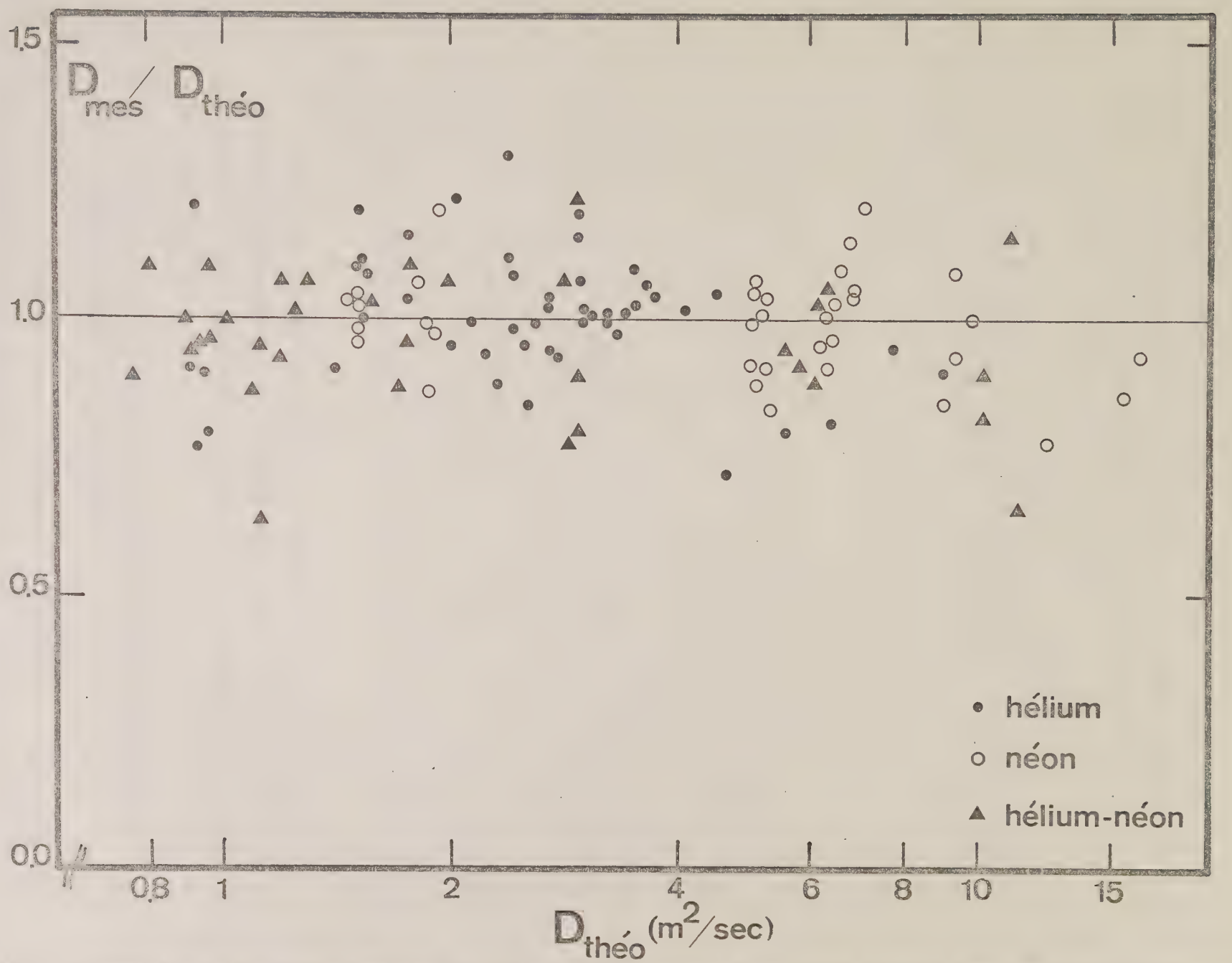


Fig. III.1 : Comparaison globale des mesures de diffusivité thermique avec notre théorie dans les trois gaz étudiés. Chaque point constitue la moyenne de plusieurs mesures effectuées dans des conditions voisines.

Il faut distinguer les erreurs aléatoires de mesures dues au fait que le rapport signal sur bruit est fini, des erreurs systématiques qui proviennent des erreurs d'étalonnage ou des hypothèses mises en jeu lors du diagnostic des paramètres du plasma.

Pour évaluer les erreurs systématiques attachées à nos mesures, il faut revenir à la formule donnant la valeur de la diffusivité thermique en fonction des paramètres mesurés. On peut écrire, sous forme simplifiée :

$$D_e = A \langle \nu \rangle \lambda_G^2 \left[K \frac{\Delta T}{T} - 1 \right] \qquad \text{(III.1)}$$

où A est une constante, K est une fonction du coefficient de réflexion du plasma, les autres symboles ayant la même signification que dans II.14. L'erreur sur le terme entre crochets provient d'une part de l'erreur sur la mesure du coefficient de réflexion des microondes et sur l'erreur systématique liée à notre méthode de dépouillement par analyse de Fourier. Elle est donc difficile à évaluer car elle dépend finalement des conditions expérimentales et en particulier de la profondeur de modulation de la sinusoïde des températures : nous estimons cependant sa valeur moyenne à 10%. L'erreur sur la mesure de la longueur d'onde est de 2% et l'erreur sur la fréquence de collision est évaluée dans la thèse de Sol (1972) à 7%. L'erreur systématique moyenne totale est donc de l'ordre de 20% dans nos expériences ; cette valeur est à comparer avec les 50% annoncés par Yos et coll. (1970) et les 30% annoncés par Cambel (1966).

Nous abordons maintenant une présentation plus détaillée de nos résultats expérimentaux et en particulier l'étude des variations de la conductivité thermique avec la densité, la température électronique et la pression du gaz étudié.

III.2. CONDUCTIVITE THERMIQUE ELECTRONIQUE LORSQUE L'INTERACTION ELECTRON-NEUTRE EST DOMINANTE

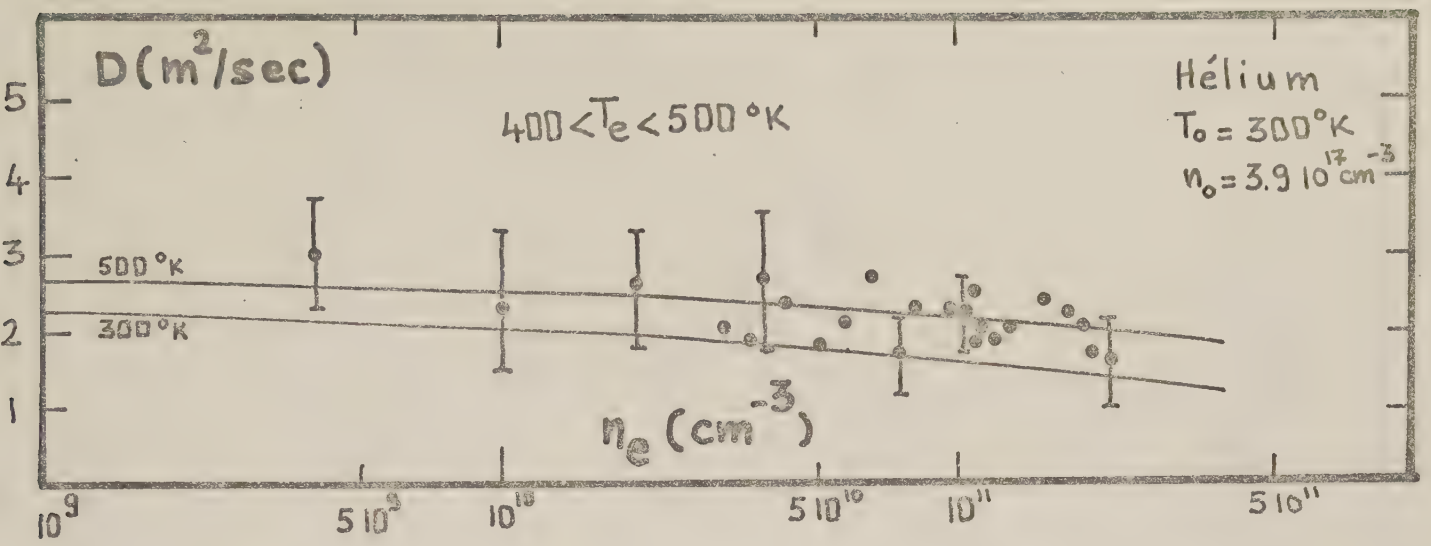
Dans ce chapitre, nous présenterons séparément le comportement de la conductivité thermique avec la densité et la température électronique, pour chacun des gaz étudiés.

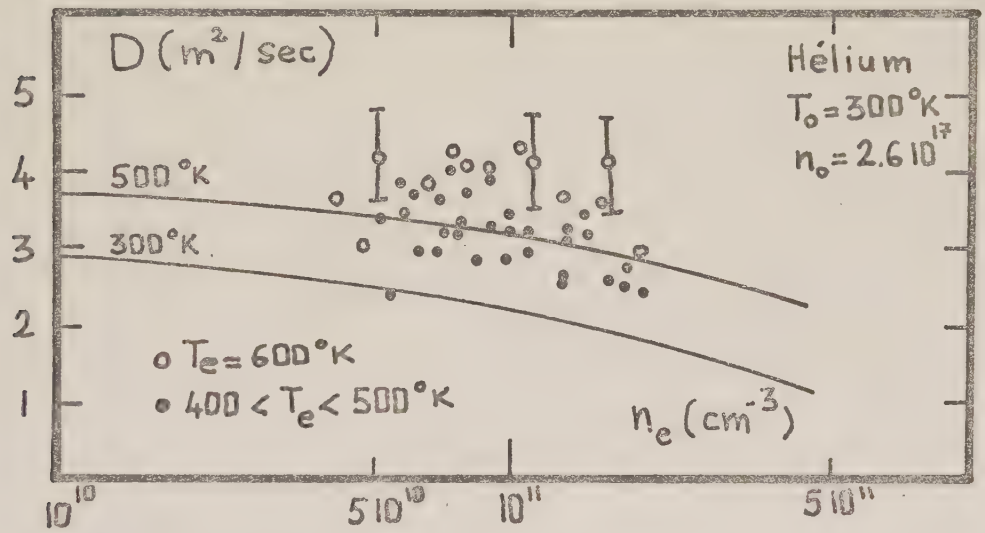
III.2.1. Hélium

A la température ambiante, les variations de la diffusivité thermique avec la densité électronique sont portées sur la figure III.2 pour trois pressions élevées du gaz de neutres. Les courbes en trait plein représentent la théorie développée dans le premier chapitre, sans tenir compte des termes non dominants dans la partie coulombienne des matrices d'interaction. On vérifie bien que la diffusivité thermique est pratiquement indépendante de la densité électronique, le transfert thermique des particules chargées étant essentiellement limité par les interactions électron-neutres. A faible densité électronique, la théorie prévoit que le produit de la diffusivité thermique par la pression doit rester constant. La figure III.3 illustre de façon convaincante ce comportement, la ligne en trait continu correspond à notre théorie. Les résultats expérimentaux sont obtenus pour T_e = 400 °K et $n_e = 5.10^{10} cm^{-3}$. Aux deux plus faibles pressions (2 et 4 Torr), la contribution coulombienne est non négligeable à cette densité et nous avons dû isoler la partie électron neutre en utilisant la règle d'addition développée dans le premier chapitre. Cette procédure est justifiée par le fait qu'à haute pression l'accord entre nos résultats expérimentaux et la théorie est très bon. Nous avons figuré sur la courbe les résultats bruts de la mesure à ces deux pressions et les valeurs corrigées à l'aide de la règle d'addition.

A une pression de 8 Torr ($n_o = 2{,}6.10^{17}$ cm^{-3}), nous avons étudié la variation de la diffusivité thermique avec la température électronique en opérant à densité électronique fixe ($n_e = 10^{11}$ cm^{-3}) et en faisant varier la puissance de chauffage. Les résultats sont portés sur la figure III.4, l'accord entre la théorie et l'expérience est particulièrement satisfaisant. Les barres d'erreur portées sur les figures précédentes sont le reflet de la dispersion des points expérimentaux lors des mesures de la lumière en présence de l'onde stationnaire. Ces barres d'erreur incluent la dispersion caractéristique des points de l'étalonnage (intensité lumineuse en fonction de la température électronique).

A 77°K, dans le domaine de densité électronique où les interactions électron-neutres jouent un rôle dominant, on observe également un bon





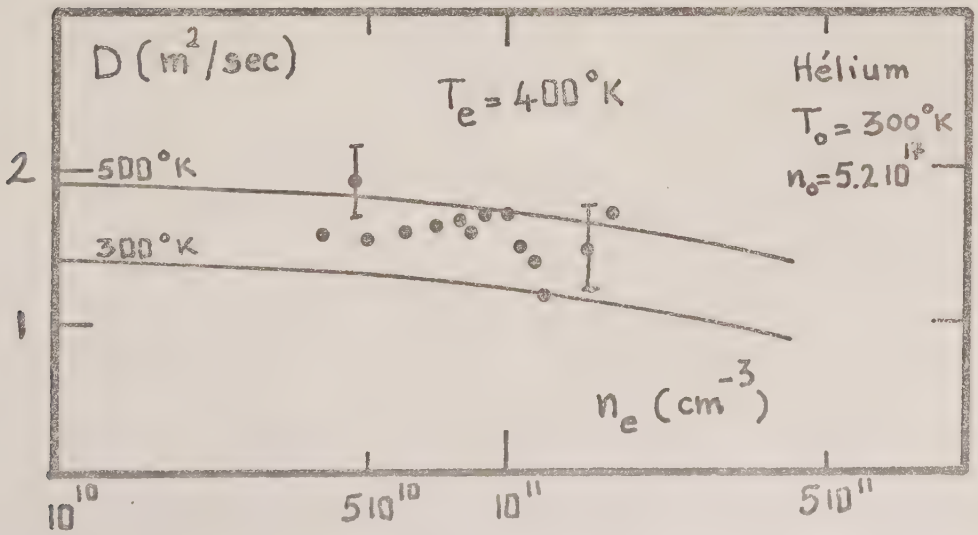


Fig. III.2 : Diffusivité thermique électronique dans l'hélium à 300°K en fonction de la densité électronique.

Fig. III.3 : Produit de la diffusivité thermique électronique par la pression en fonction de la pression dans l'hélium à 300°K.

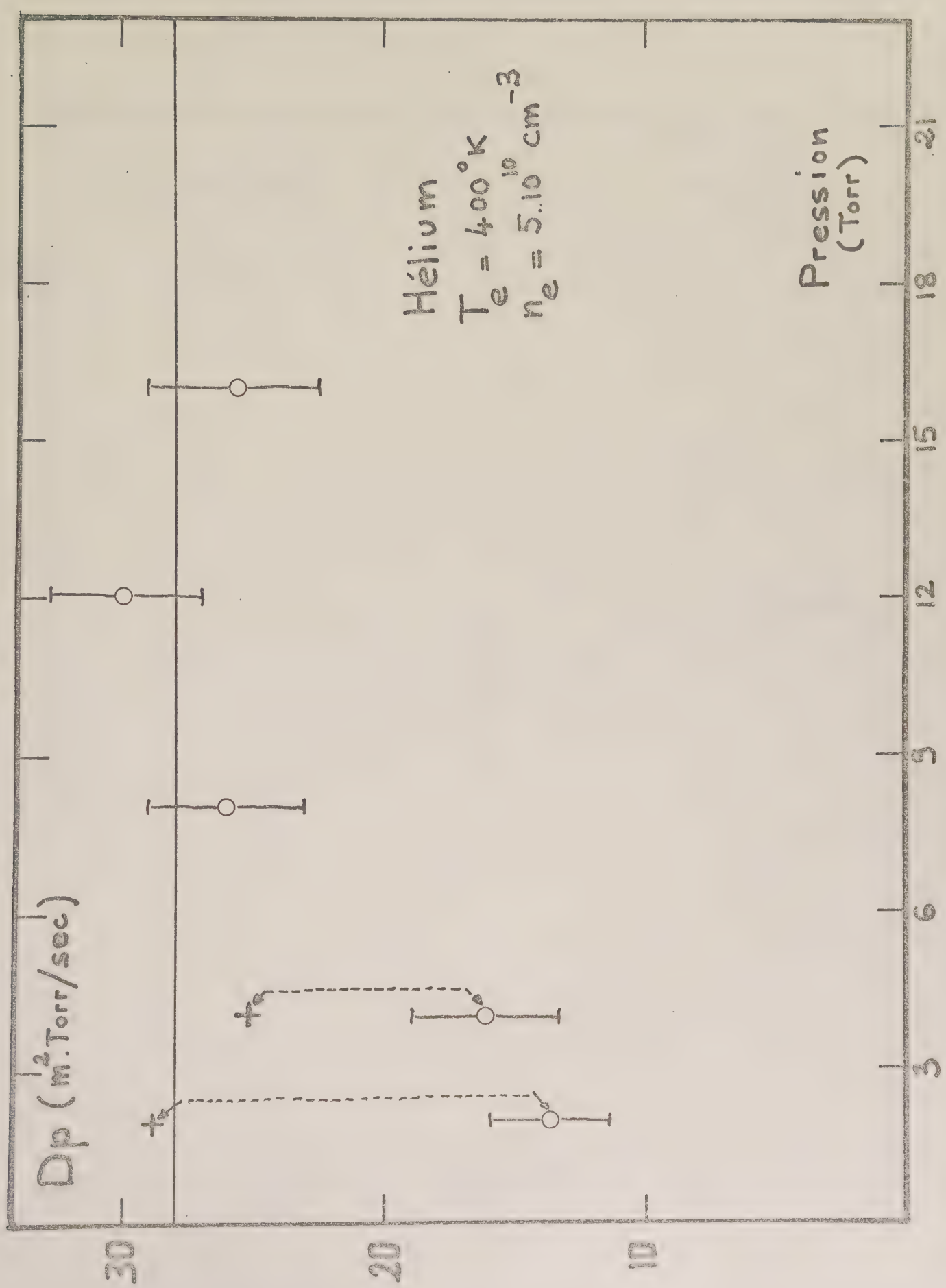


Fig. III.4 : Diffusivité thermique électronique en fonction de la température électronique à densités d'électrons et de neutres constantes.

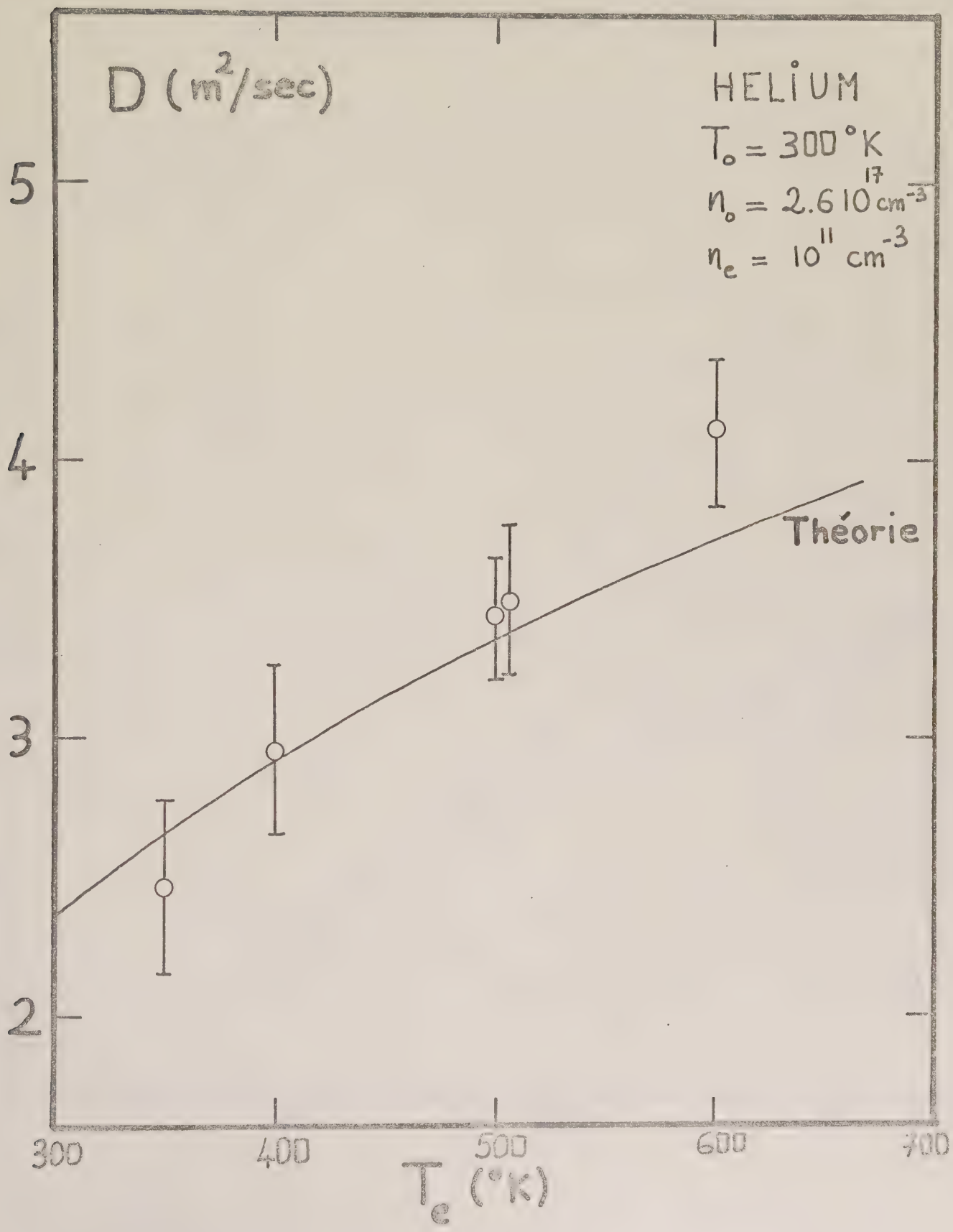
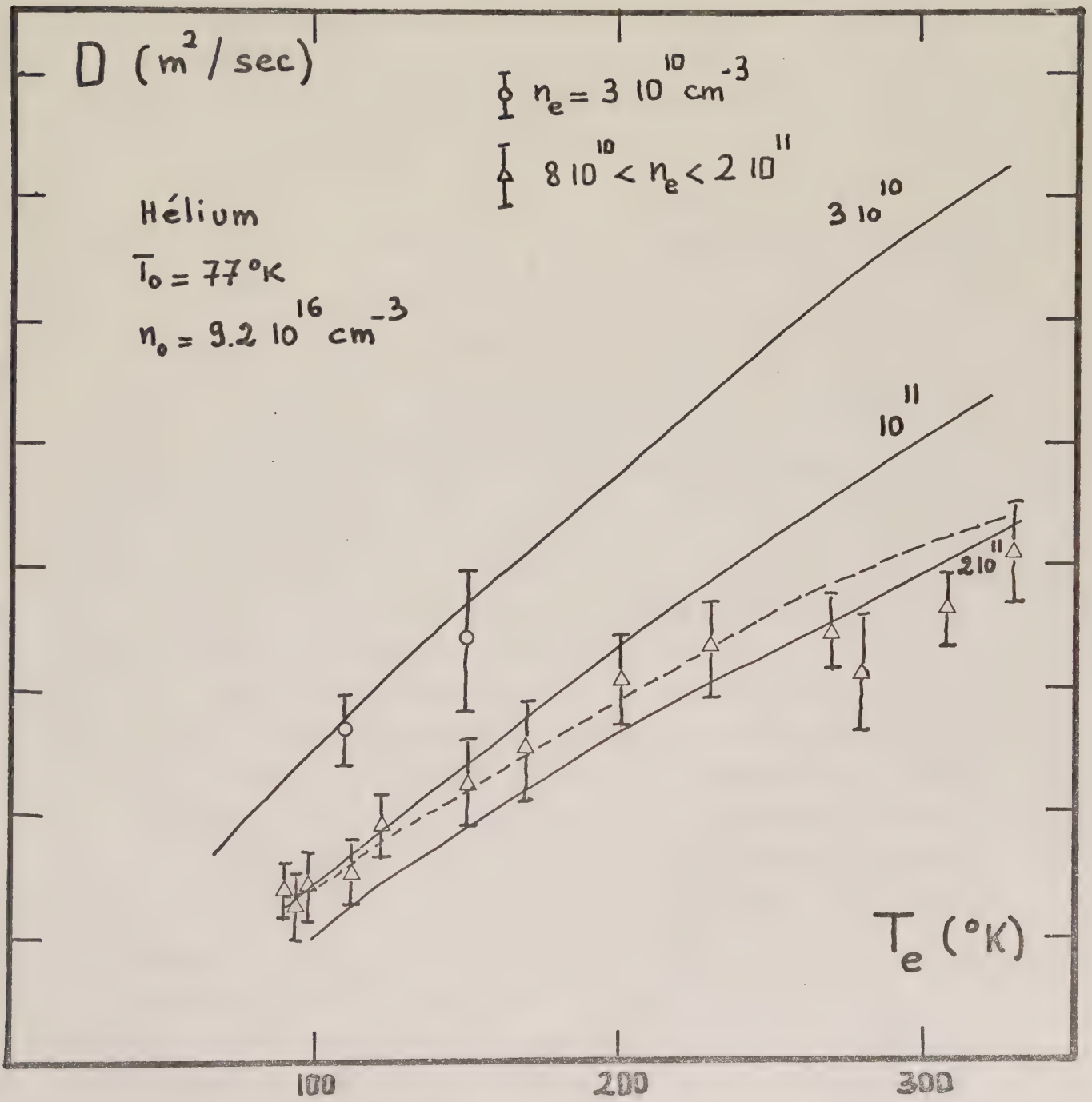


Fig. III.5 : Diffusivité thermique électronique en fonction de la température électronique dans l'hélium à 77°K. Les courbes en trait plein correspondent à la théorie pour chacune des densités électroniques indiquées. La courbe en pointillé représente les valeurs théoriques pour chaque densité mesurée dans la post-décharge.



accord entre l'expérience et la théorie. Cet accord est d'autant plus satisfaisant qu'à cette température du gaz de neutres, la température électronique ne peut plus être déduite des mesures radiométriques. On emploie alors la méthode des fréquences de collisions pour déterminer la température électronique, en tenant compte éventuellement de la fréquence de collision électron-ion ν_{ei}. Le tableau suivant résume nos résultats expérimentaux pour $n_e = 10^{10}$ cm^{-3} et pour une température du gaz de neutres égale à 77°K.

n_o (cm^{-3})	T_e (°K)	D_{op} théo (m^2/s)	D_{op} mesuré
$6{,}3.10^{17}$	230 ± 20	22,2	$19{,}6 \pm 2$
$6{,}3.10^{17}$	550 ± 10	33,1	$33{,}3 \pm 4$
$3{,}8.10^{17}$	180 ± 20	20,0	$18{,}70 \pm 3$
$9{,}15.10^{16}$	110 ± 30	16,2	$14{,}2 \pm 4$

Nous avons également étudié les variations de la diffusivité thermique avec la température électronique à $n_o = 9{,}15.10^{16}$ cm^{-3}, $T_o = 77$°K. Les résultats sont portés sur la figure III.5 où la courbe en trait plein représente la théorie pour $n_e = 3.10^{10}$ cm^{-3} et les cercles les résultats expérimentaux correspondants ; la courbe en trait pointillé représente la théorie tracée en tenant compte de chaque couple n_e, T_e constaté au cours de la post-décharge et les triangles les résultats expérimentaux correspondants. Lors de ces dernières mesures, l'échauffement moyen imposé par l'onde stationnaire était de 15°K et les mesures étaient prises à différents instants de la post-décharge, nous assurant un couple n_e et T_e différent pour chaque mesure. Ces résultats montrent clairement que notre méthode de mesure de la température électronique, déduite des mesures de fréquence de collision, est particulièrement justifiée dans nos conditions expérimentales. D'autre part, il faut insister sur le fait que la comparaison entre l'expérience et la théorie est absolue car la théorie ne contient aucun paramètre ajustable ; les divers paramètres de plasma, densité et fréquence de collision, étant mesurés indépendamment.

III.2.2. Néon

Les mesures de diffusivité thermique électronique sont beaucoup plus délicate à réaliser dans le néon avec le dispositif expérimental dont nous disposons. Nous avons vu en effet que le paramètre caractéristique de nos mesures était le rapport de la longueur de relaxation de l'énergie ρ à la longueur d'onde de la perturbation sinusoïdale $\lambda_G/2$. Dans le néon, la fréquence de collision électron-neutres est environ sept fois inférieure à celle de l'hélium à densité atomique identique et le transfert d'énergie lors d'une collision électron-neutre est cinq fois plus faible. A pression identique, on aura environ :

$$\rho_{N_e} = \sqrt{\frac{7\, D_{He}}{\frac{1}{5}\left(\frac{2m}{M}\right)_{He} \cdot \frac{\nu_{He}}{7}}} \simeq 16\ \rho_{He}.$$

Les contraintes géométriques de notre dispositif expérimental nous obligent à travailler avec une longueur d'onde de perturbation de 18 mm (emploi exclusif de la bande X pour le diagnostic), aussi, nous avons été contraints de faire nos mesures dans le néon a des pressions dix fois supérieures à celles que nous avons couramment utilisées dans l'hélium (ρ varie comme 1/p, où p est la pression). Ces contraintes expérimentales ne nous ont pas permis d'étudier, aussi en détail que nous l'aurions voulu, le transfert de chaleur dans le gaz d'électrons lorsque ce transfert est limité par les interactions électron - ion. D'autre part, la relative inefficacité du transfert d'énergie électron-particules lourdes, nous conduits à prévoir que la température électronique reste plus élevée que dans l'hélium, ce qui a été mis en évidence expérimentalement dans le chapitre précédent.

A la température ambiante, les variations de la diffusivité thermique avec la densité électronique sont portées sur la figure III.6 pour trois pressions du gaz. Les courbes en trait plein correspondent à notre théorie, pour deux températures électroniques encadrant les températures électroniques mesurées dans la post-décharge. Les points expérimentaux correspondent à la moyenne de plusieurs points obtenus à densités électroniques voisines et à même température électronique.

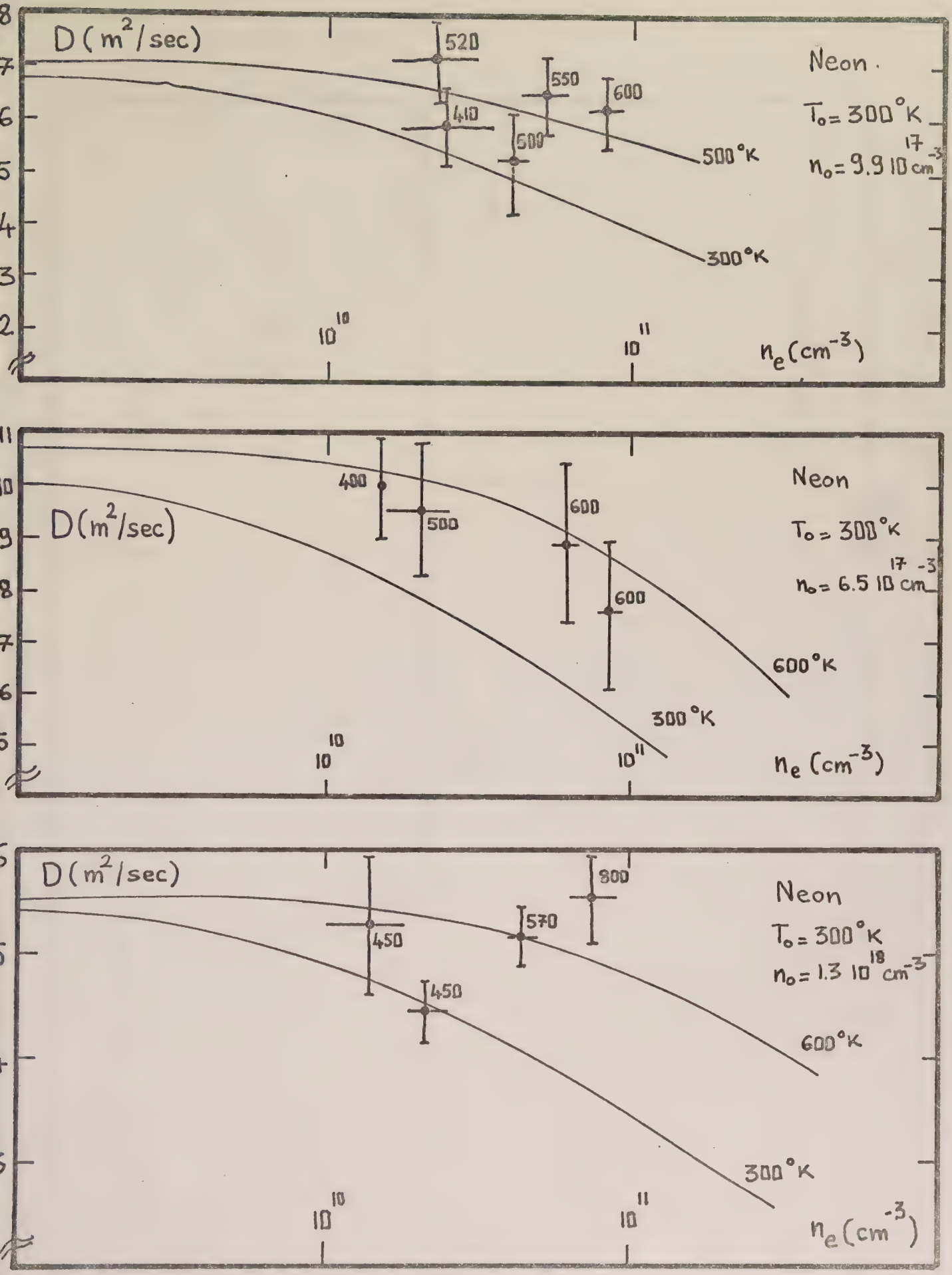


Fig. III.6 : Diffusivité thermique électronique en fonction de la densité électronique dans le néon à 300°K pour différentes densités d'atomes neutres. Les courbes en trait continu sont les valeurs théoriques. Le chiffre indiqué près de chaque point est la température électronique.

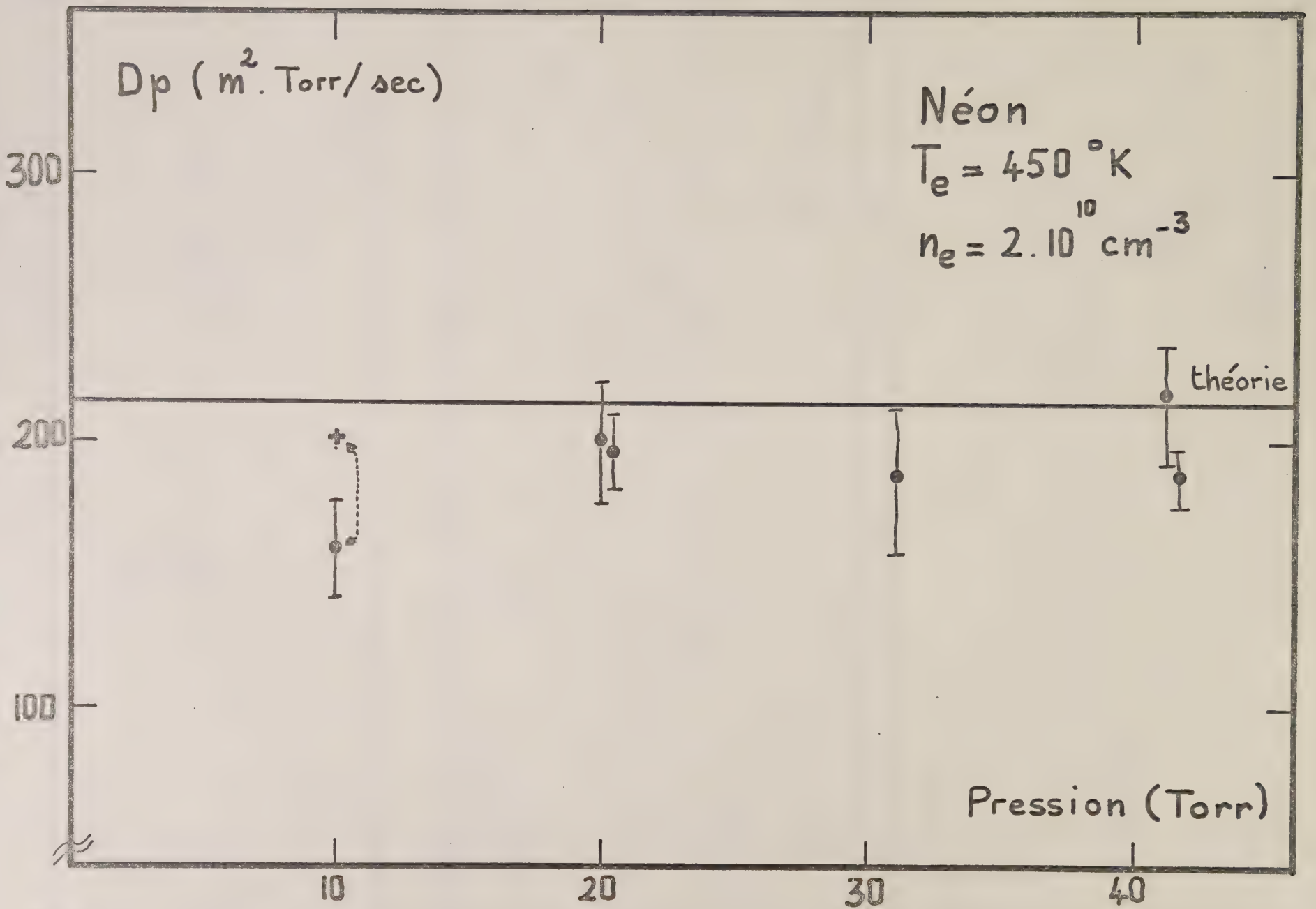


Fig. III.7 : Produit de la diffusivité thermique électronique par la pression en fonction de la pression dans le néon à 300°K.

La barre verticale indique la déviation à plus ou moins un écart type par rapport à la moyenne. On remarquera que ces résultats sont obtenus pour des densités d'atome neutre sensiblement supérieures à celles utilisées dans l'hélium.

La figure III.7 montre les variations du produit Dp avec la pression, dans le néon. On constate de nouveau l'accord raisonnable entre nos résultats expérimentaux à faible densité électronique et la théorie. Le point à basse pression a été corrigé en tenant compte de la règle d'addition de façon à extraire la contribution des interactions électron-neutres à la diffusivité.

Aux températures cryogéniques, la fréquence de collision électron-neutres dans le néon devenant très faible, notre méthode de mesure de la température électronique devient moins précise. D'autre part, nous avons vu que la température électronique restait élevée dans la post-décharge, même aux plus basses températures des neutres. Nos résultats expérimentaux sont portés sur la figure III.8. Les modulations de température électronique sont typiquement de 10% dans ces conditions expérimentales et la précision des mesures s'en ressent. On constate de façon significative que la diffusivité thermique est pratiquement indépendante de la densité électronique (interaction électron-neutres dominante) et de la température électronique. Ce comportement est en bon accord avec la théorie qui prévoit que la diffusivité varie comme T_e / ν_{e_o}, ν_{e_o} dépendant linéairement de la température électronique dans le néon, dans la gamme de température explorée.

III.2.3. Hélium-néon

Nous avons précisé dans le chapitre précédent, les raisons du choix du mélange hélium-néon composé d'une partie d'hélium pour neuf parties de néon : le transfert d'énergie électronique est essentiellement assuré par l'hélium alors que le transfert des quantités de mouvement, et donc les propriétés de transport, est dominé par les interactions électron-néon.

Les variations de la diffusivité thermique avec la densité électronique et la température électronique sont représentées sur la figure III.9 pour deux pressions du gaz de neutres à 300°K.

Les températures électroniques sont déduites des mesures de fréquence de collision. Nous avions vérifié auparavant que la règle d'addition des fréquences de collision, pondérée par la pression des deux gaz, était bien vérifiée ainsi que la loi de proportionnalité entre l'élévation de la température électronique et la puissance de chauffage.

Aux faibles densités électroniques, nous avons vérifié comme précédemment que le produit $D_o p$ restait constant. Pour $n_e = 2.10^{10}$ cm^{-3} et $T_e = 400°K$, les résultats sont portés sur la figure III.10. Enfin, aux températures cryogéniques, nos résultats sont rassemblés sur la figure III.11 pour $T_o = 77°K$ et $T_o = 34°K$.

A 77°K, nos mesures de température électronique sont suffisamment précises pour nous permettre de vérifier la loi de variation de la diffusivité thermique avec la température électronique : les résultats sont portés sur la figure III.12, la courbe en trait plein correspond à notre théorie.

En conclusion, la théorie du transport électronique dans les plasmas faiblement ionisés où l'interaction électron-neutre gouverne la relaxation d'énergie est très bien vérifiée par l'ensemble de nos résultats expérimentaux, obtenus dans des conditions variées. Bien que les conditions de la relaxation de l'énergie électronique soient gravement perturbées par l'existence d'un terme de source d'énergie dans la post-décharge, nos résultats confirment bien que la population d'électrons rapides créés par les interactions entre les états métastables, affecte peu les propriétés de transport thermique du gaz d'électrons lents, si ce n'est par l'élévation de température qu'elle provoque. Nos résultats constituent également une confirmation des mesures des sections efficaces de transfert des quantités de mouvement dans l'hélium et le néon effectuées dans notre laboratoire (Sol, 1972).

Nous abordons maintenant le domaine de densité et de température électroniques où l'interaction coulombienne devient importante dans la relaxation de l'énergie électronique.

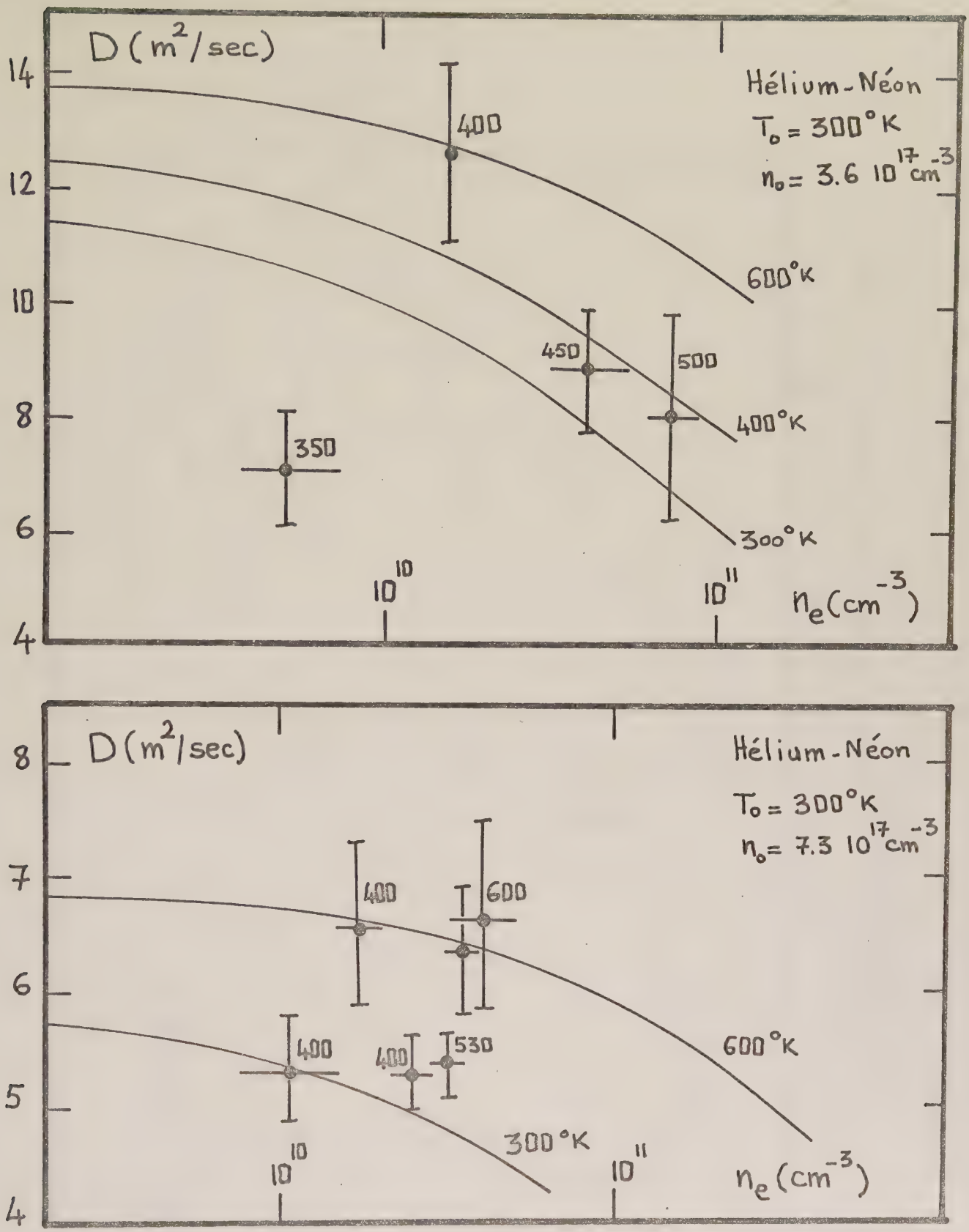


Fig. III.9 : Diffusivité thermique électronique en fonction de la densité électronique dans l'hélium-néon à 300°K.

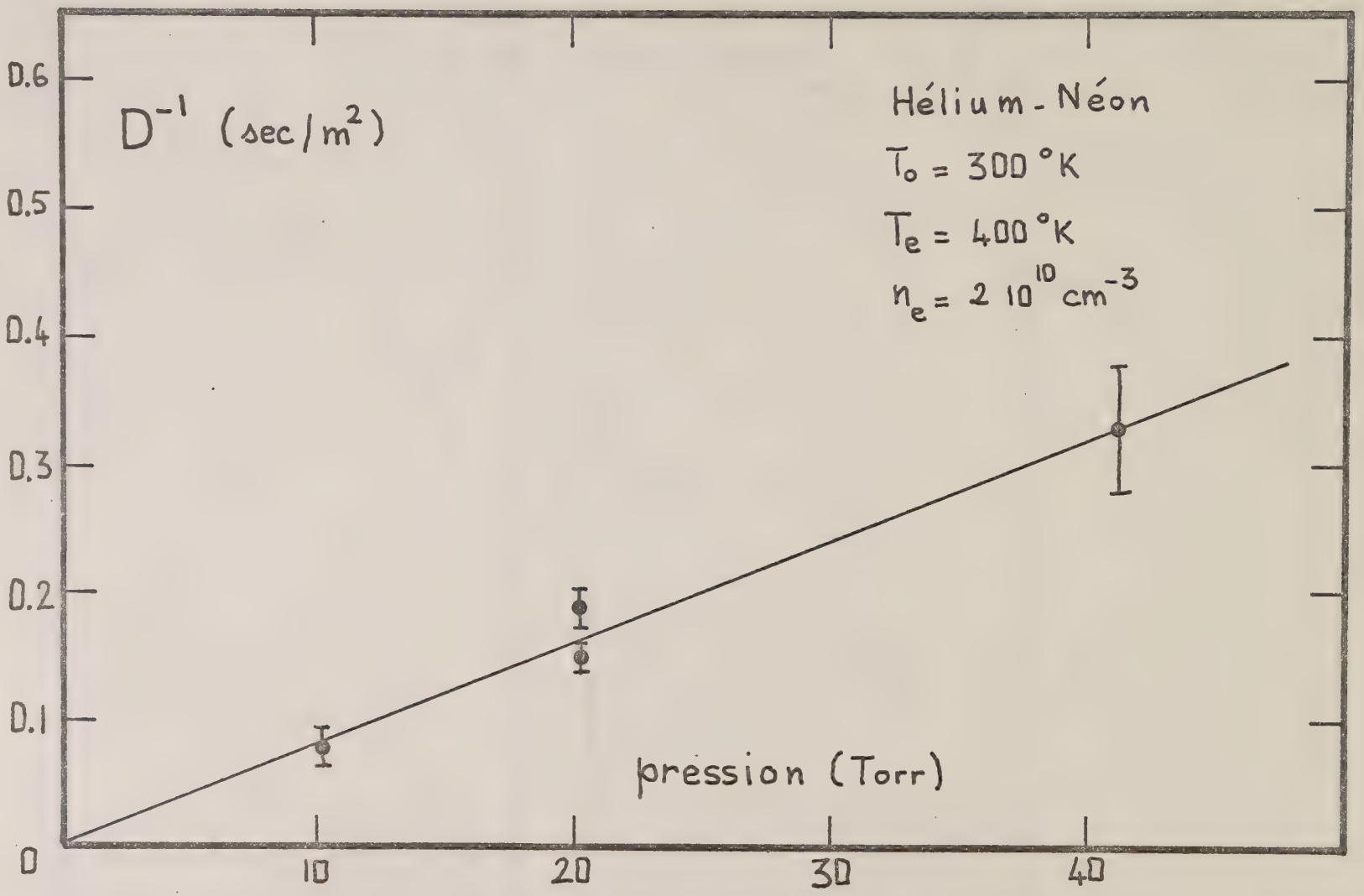


Fig. III.10 : Inverse de la diffusivité thermique électronique en fonction de la pression dans l'hélium-néon à 300°K.

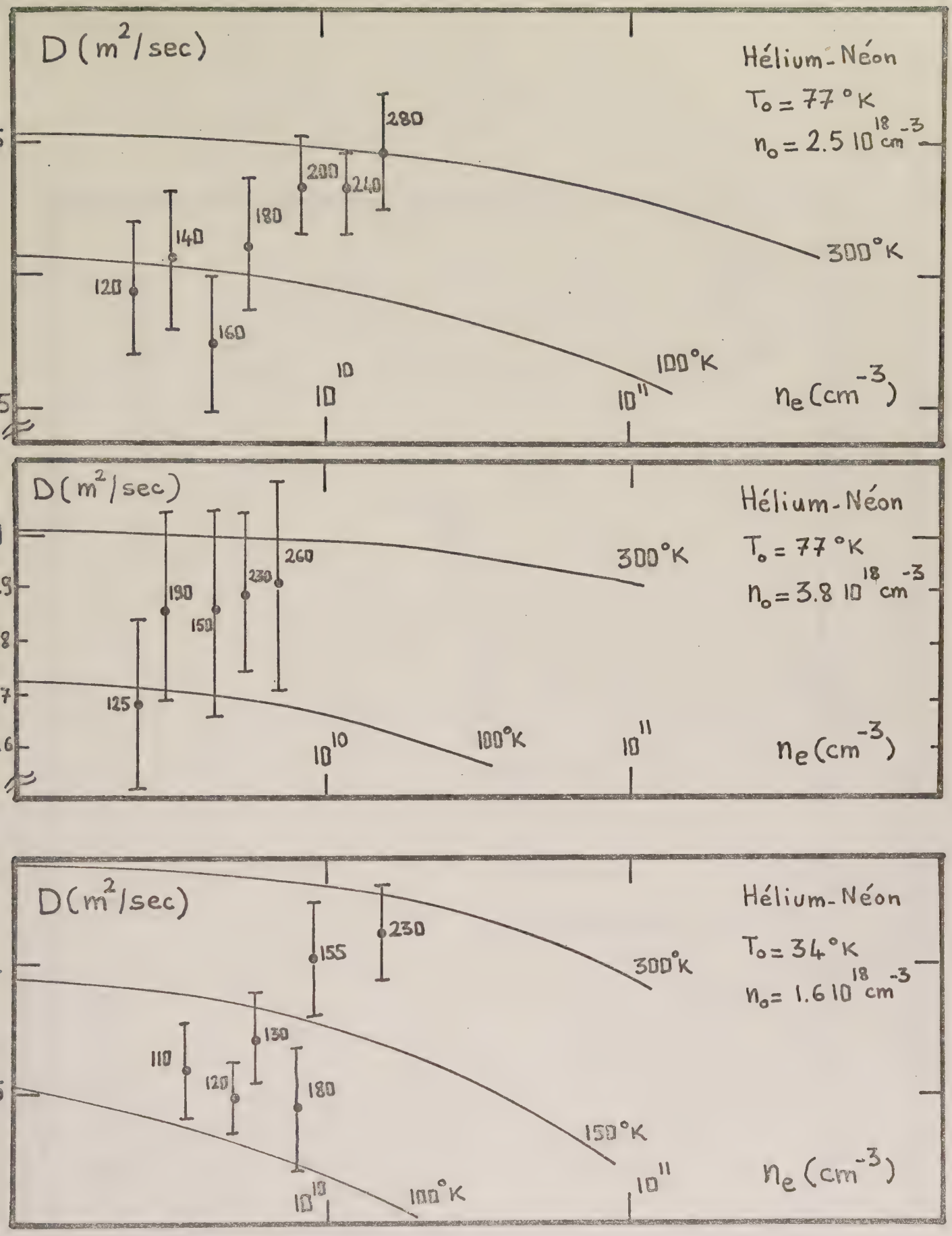


Fig. III.11 : Diffusivité thermique électronique en fonction de la densité électronique dans l'hélium-néon aux températures cryogéniques.

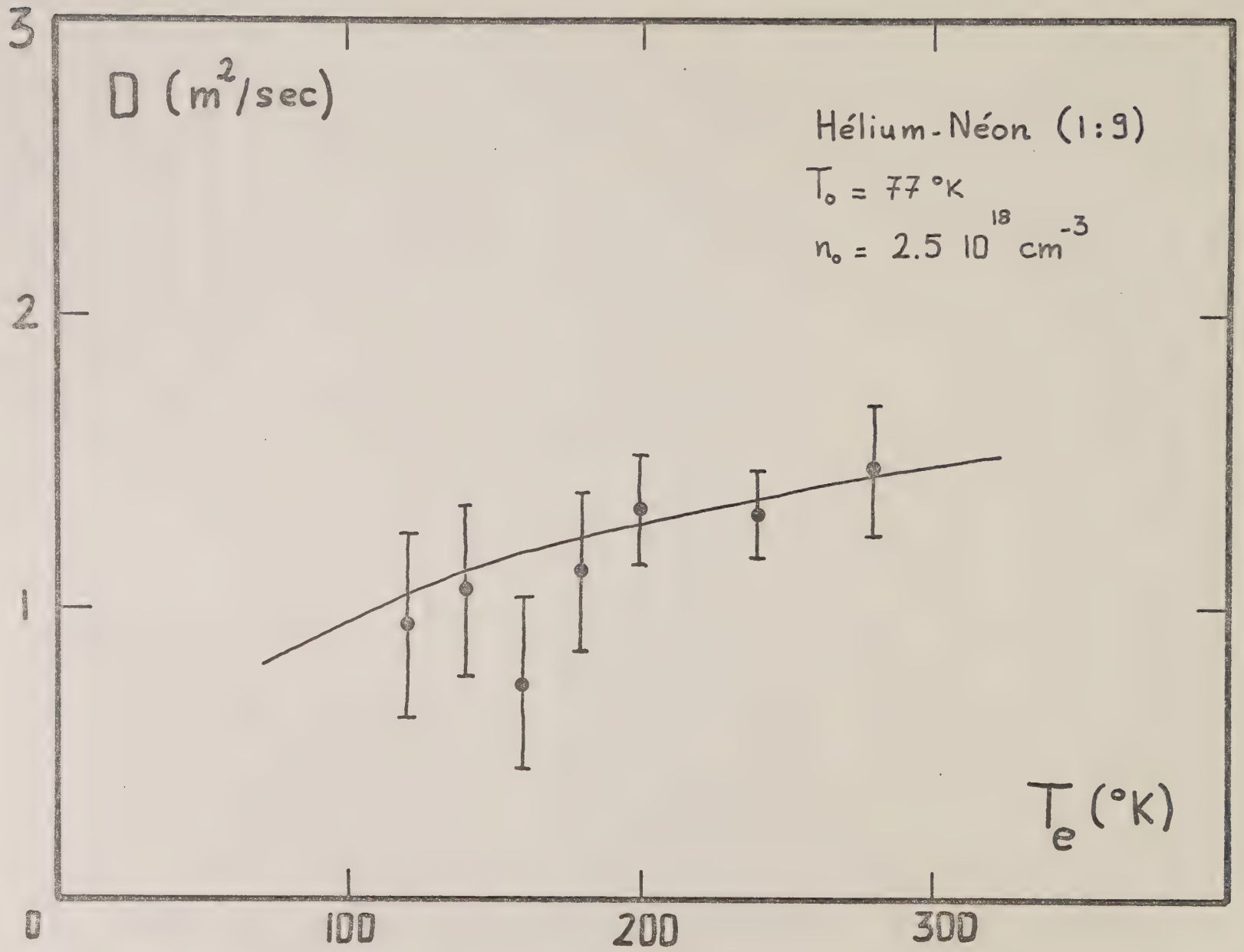


Fig. III.12 : Diffusivité thermique électronique en fonction de la température électronique dans l'hélium-néon à 77°K.

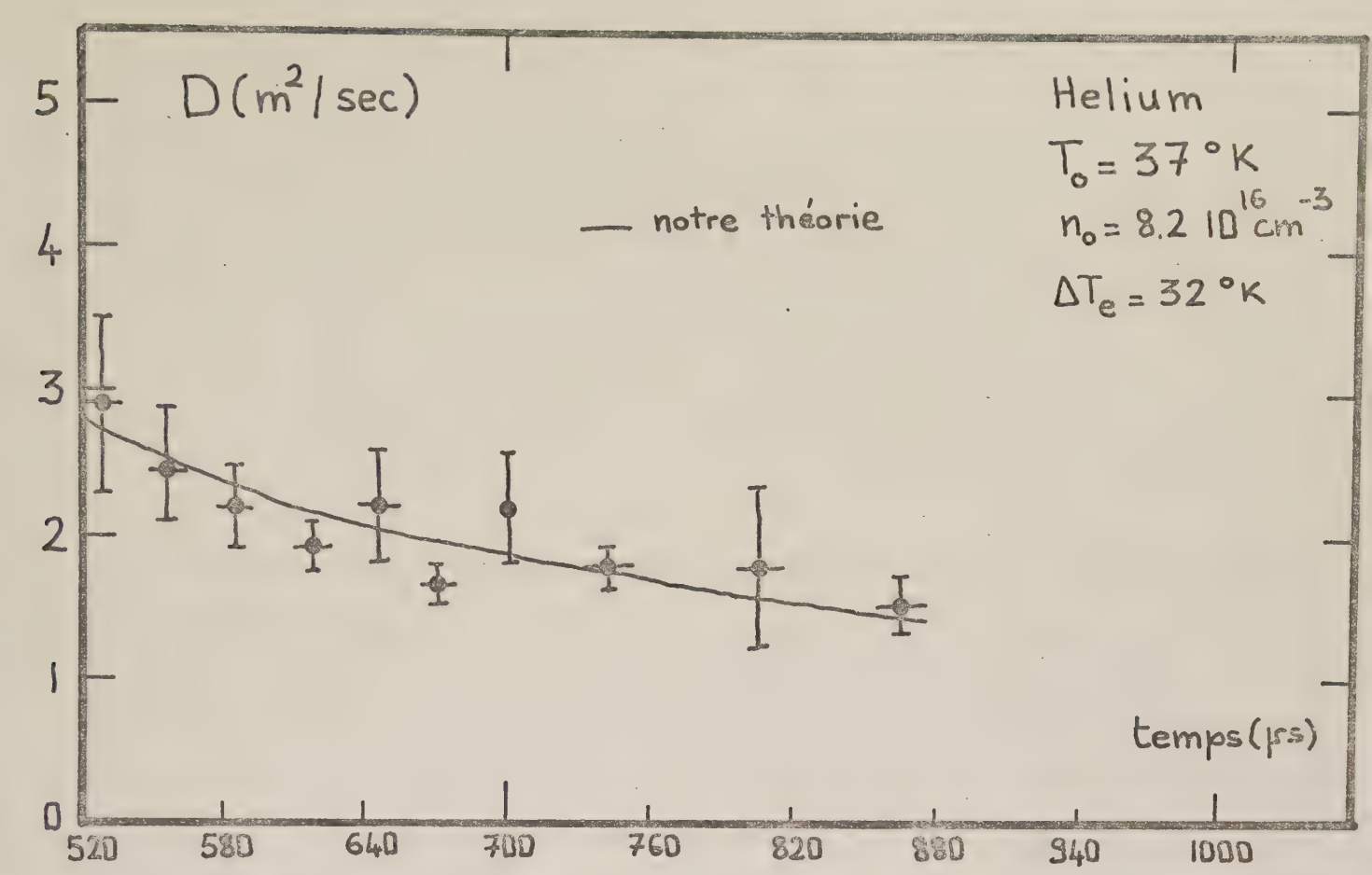
III.3. CONDUCTIVITE THERMIQUE ELECTRONIQUE DANS LES PLASMAS FORTEMENT CORRELES

Les mesures que nous présentons dans ce paragraphe concernent surtout les plasmas de post-décharges créés dans l'hélium à des températures des neutres inférieures ou égales à 77°K. Nous présentons tout d'abord nos valeurs expérimentales brutes, puis nous utiliserons la règle d'addition développée dans le premier chapitre pour en extraire la contribution des interactions coulombiennes.

Lafigure III.13 donne une vue agrandie des variations avec la densité électronique de la diffusivité thermique mesurée pour deux valeurs de l'échauffement moyen imposé par l'onde stationnaire (ΔT = 30°K et ΔT = 60°K).

La température des neutres est de 77°K et leur densité est égale à $9,15.10^{16}$ cm^{-3}. Pour chacune des deux températures électroniques étudiées, nous présentons sur la figure notre théorie incluant les termes non dominants devant le logarithme coulombien dans la partie coulombienne des matrices d'interaction et la théorie classique qui néglige ces termes. Nous portons également le nombre d'électrons dans la sphère de Debye correspondant aux valeurs extrêmes de la gamme de densité explorée.

Les résultats portés sur la figure III.13 montrent clairement l'accord entre nos résultats expérimentaux et notre théorie incluant les termes non dominants. Les barres d'erreur portées sur la figure correspondent aux valeurs extrêmes que prend la diffusivité thermique mesurée, en tenant compte de la dispersion des mesures de température électronique dans le sinusoïde de chauffage. Il faut également remarquer que les courbes théoriques portées sur la figure précédente ne comportent aucun paramètre ajustable, mais sont calculés à partir des paramètres de la post-décharge mesurés indépendamment, et que l'accord entre la théorie et l'expérience indique non seulement que nos mesures de conductivité sont correctes, mais que la densité et la température électronique , dont dépend la théorie,sont également correctement évaluées par notre dispositif de diagnostic.



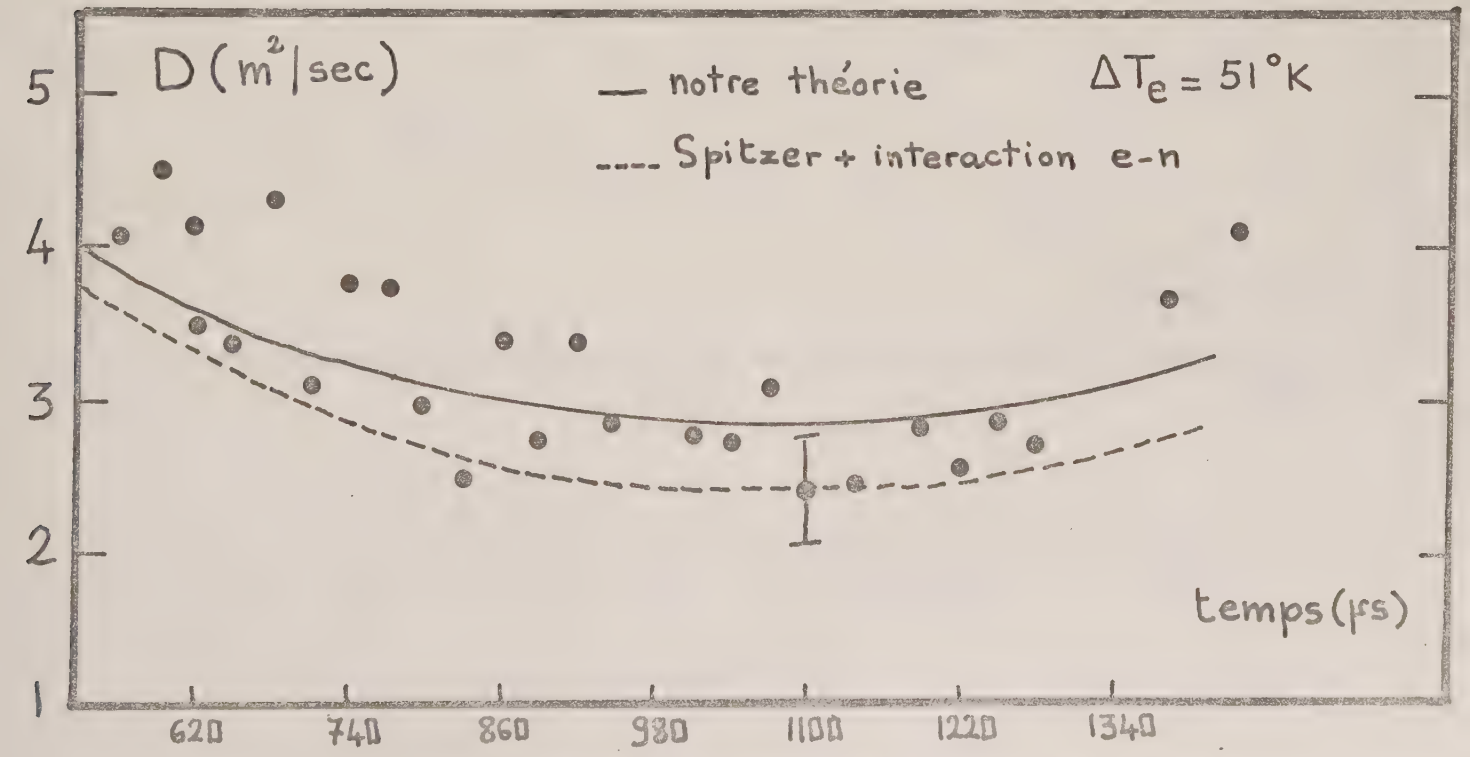


Fig. III.14 : Diffusivité thermique électronique en fonction du temps dans l'hélium à 37°K pour deux valeurs différentes de l'accroissement moyen de température.

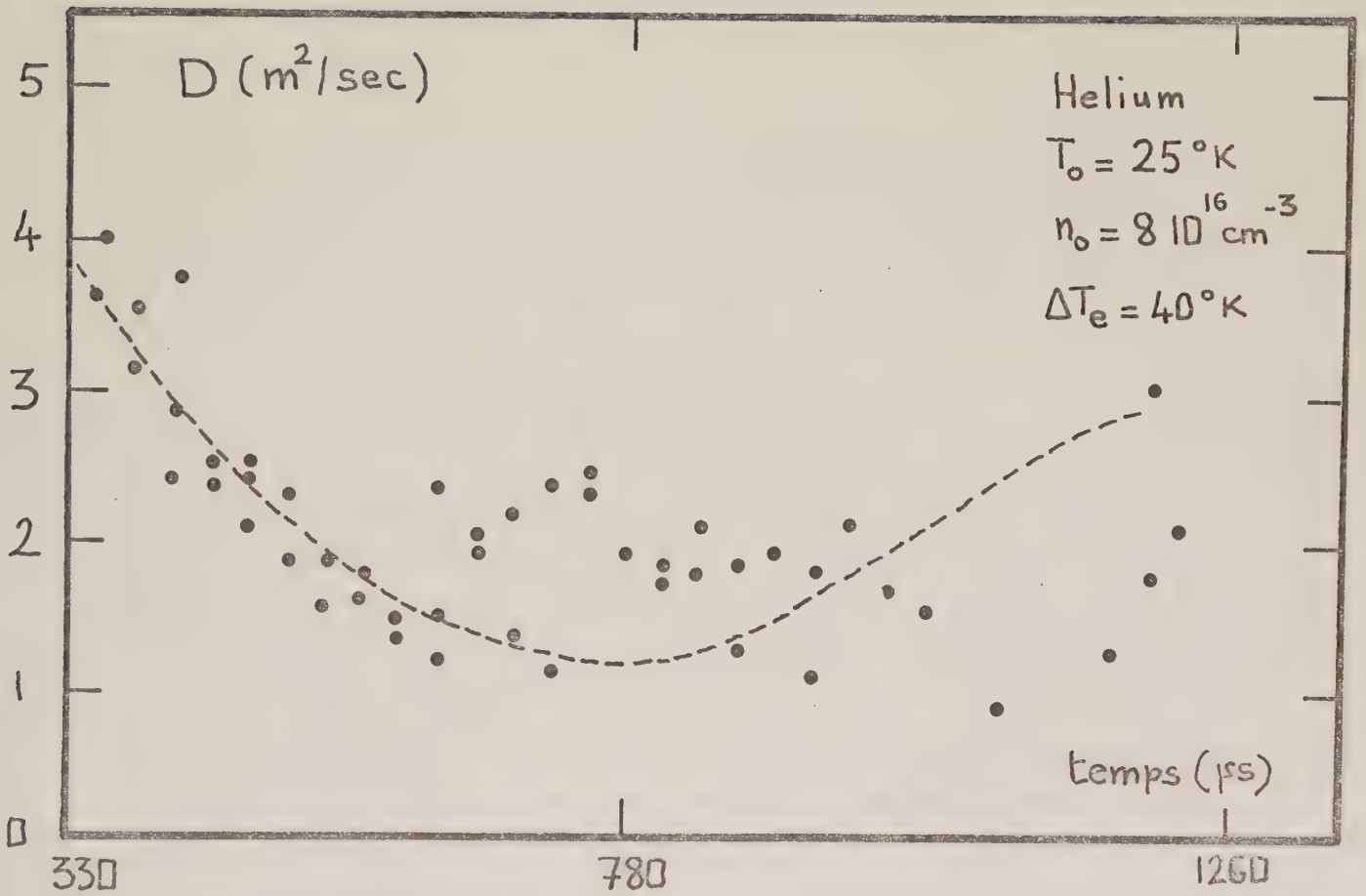


Fig. III.15 : Diffusivité thermique électronique en fonction du temps dans l'hélium à 25°K. Le pointillé correspond à notre théorie calculée pour chaque couple (n_e, T_e) mesuré.

$$D_e = (D_{ei}^{-1} + D_{eo}^{-1})^{-1} h(\zeta_e) \qquad \text{(III.2)}$$

où $h(\zeta_e)$ est un coefficient correcteur dépendant du rapport $\zeta_e = \nu_{ei}/\nu_{eo}$. Les variations de ce coefficient correcteur avec le rapport ν_{ei}/ν_{eo} ont été présentées dans le premier chapitre. Nous avons vu que pour chaque gaz rare étudié, la fonction $h(\zeta_e)$ était très bien représentée par la forme fonctionnelle suivante :

$$h(\zeta_e) = 1 - A(T_e) \exp\left\{ - \frac{\log^2 \left(\frac{\zeta_e}{B}\right)}{C(T_e)} \right\} \qquad \text{(III.3)}$$

où les coefficients A, B et C ne sont plus fonction que de la température électronique.

Le bon accord entre nos résultats expérimentaux et la théorie à faible densité électronique (intéressant le terme D_{eo}) nous permet d'isoler la contribution coulombienne D_{ei} connaissant $h(\zeta_e)$ en utilisant la relation :

$$\frac{1}{D_{ei}} = \frac{h(\zeta_e)}{D_{mes}} - \frac{1}{D_{o\,mes}} \qquad \text{(III.4)}$$

où D_{mes} est la valeur brute de la diffusivité thermique mesurée et $D_{o_{mes}}$ la valeur mesurée de la diffusivité thermique à faible densité électronique. Cette formule doit être utilisée avec précautions si l'on désire conserver une précision suffisante sur la valeur calculée de D_{ei}: nous nous sommes limités à $\zeta_e > 0{,}25$, soit $\nu_{ei} > \nu_{eo}/4$, c'est-à-dire une zone où D_{ei} et D_{eo} sont d'un ordre de grandeur comparable. Dans la théorie classique, excluant les termes non dominants devant le logarithme coulombien, la contribution à la diffusivité thermique, s'écrit:

$$D_{ei} = A \frac{T_e^{5/2}}{n_e \log (9 N_D)} \qquad \text{(III.5)}$$

avec $A = 8{,}85.10^6$, D_{ei} en $m^2/s.$, T_e en degré K et n_e en cm^{-3} ; N_D est le nombre d'électrons dans la sphère de Debye. La théorie classique prévoit donc que A est un facteur indépendant de la densité et de

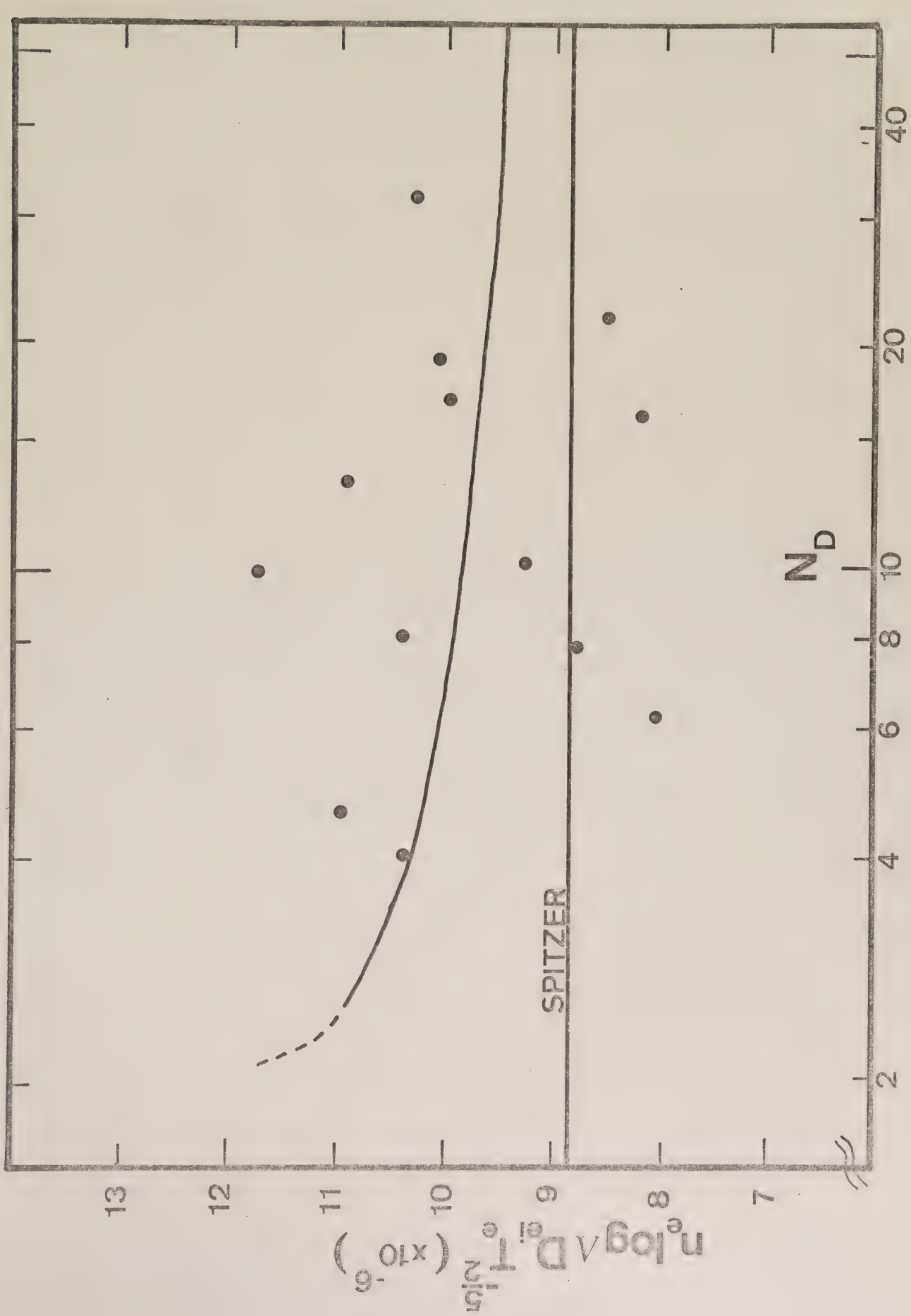
la température électronique. Dans notre théorie, l'expression précédente peut être réécrite de façon analogue en remplaçant la constante A par une fonction du nombre N_D d'électrons dans la sphère de Debye. Sur la figure III.16, nous avons porté les variations de A avec le nombre d'électrons dans la sphère de Debye. La droite horizontale correspond à la constante de Spitzer, $A = 8{,}85.10^6$.

La courbe correspondant à notre théorie a été volontairement limitée à $N_D = 3$ ($\log \Lambda = 3{,}30$), les hypothèses utilisées pour dériver la théorie ne sont plus vérifiées en-dessous de cette valeur. Les points portés sur la figure III.16 sont les caleurs calculées de la contribution coulombienne à la conductivité thermique, en utilisant la règle d'addition donnée par la formule III.4 , les valeurs théoriques de $h(\mathcal{Z}_e)$ calculées en utilisant le rapport $\mathcal{D}_{e_i}/\mathcal{D}_{e_o}$ mesuré et les valeurs D_{mes} et $D_{e_o(mes)}$ de la conductivité thermique.

La gamme des rapports $\mathcal{D}_{e_i}/\mathcal{D}_{e_o}$ utilisée va de 0,25 à 4, la zone $N_D > 50$ ne peut être explorée dans nos conditions expérimentales, car elle correspond généralement à des rapports $\mathcal{D}_{e_i}/\mathcal{D}_{e_o} < 10^{-1}$ où la procédure d'extraction de D_{e_i} devient par trop imprécise. Chaque point expérimental correspond à plusieurs valeurs $D_{(mes)}$ obtenues dans des conditions de densité et de température électronique voisines. La dispersion des points expérimentaux est relativement plus grande que celle des mesures brutes : l'emploi de la règle d'addition apporte une dispersion supplémentaire, car elle fait intervenir la différence de deux quantités mesurées ayant chacune leur statistique d'erreur.

D'une façon générale, nous pouvons dire que l'accord entre nos résultats expérimentaux et la théorie de Spitzer, dans son domaine d'application, est satisfaisant. En ce qui concerne la déviation entre notre théorie et la théorie classique, nos résultats permettent de conclure de façon convaincante, dans la limite des erreurs systématiques exposées précédemment, sur le sens de l'écart entre les théories malgré la dispersio relativement grande des points. Ces résultats sont en désaccord avec les mesures de l'équipe de Kulik (1971) et de Devoto (1971) en ce qui concerne le signe de la déviation due aux effets collectifs. Bien que nos mesures soient effectuées dans des conditions expérimentales

Fig. III.16 : Diffusivité thermique normalisée en fonction du nombre d'électrons dans la sphère de Debye. Les points sont nos résultats de mesure, la courbe représente notre théorie. La partie en pointillés correspond à la limite de validité de notre calcul.



rigoureusement contrôlées : nous mesurons directement la contribution électronique du transfert d'énergie au sein du plasma, nous pensons que le problème de la vérification expérimentale des théories actuelles du transfert électronique dans les plasmas denses n'en est qu'à ses débuts et que l'effort doit porter surtout sur les moyens de créer des plasmas à très fortes corrélations ($N_D \ll 1$).

Toutefois, nos résultats constituent, à notre connaissance, les premieres mesures qui soient en bon accord avec la théorie des plasmas fortement corrélés jusqu'à des nombres d'électrons dans la sphère de Debye voisins de l'unité.

-:-:-:-

CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons abordé l'étude théorique et expérimentale de la conductibilité thermique électronique dans un large domaine de paramètres du plasma.

Dans le domaine des plasmas classiques ($N_D \gg 1$), nous étendons considérablement la précision du calcul des coefficients de transport d'un plasma partiellement ionisé en prenant pour base la méthode classique de Chapman-Enskog-Burnett. Cette méthode de perturbation, dont la convergence est lente pour le calcul des coefficients de transport électroniques dans les gaz rares présentant un minimum Ramsauer, est exploitée jusqu'à des ordres d'approximation élevés par une technique numérique d'intégration utilisant les sections efficaces de collision élastique électroniques dans les gaz rares, mesurées au laboratoire.

Nous avons montré que les conductivités thermiques calculées pour des faibles degrés d'ionisation et pour un plasma complètement ionisé s'ajoutaient en parallèle, pourvu de corriger la somme par un facteur dépendant de l'importance des collisions électrons-ions par rapport aux collisions électrons-neutres. Nous donnons la forme analytique de ce facteur correctif (dont l'importance peut être supérieure à 50%) pour les gaz rares ; notre étude peut être étendue aisément au cas d'autres gaz.

Dans le domaine des plasmas fortement corrélés ($N_D \simeq 1$), nous présentons le calcul des termes non dominants dans les intégrales d'interaction, ce qui nous permet de calculer la conductivité thermique d'un plasma complètement ionisé aux faibles arguments du logarithme coulombien. Ces calculs constituent une contribution originale à la théorie du transport électronique dans les plasmas denses qui n'avait été abordée jusqu'ici que sous l'aspect de la conduction électrique.

Nous avons vérifié expérimentalement les prévisions de notre théorie dans l'hélium, le néon, et un mélange d'hélium-néon.

Le plasma que nous étudions est un plasma cryogénique de post-décharge dont nous contrôlons au mieux les paramètres dont dépend la conduction thermique. Nous utilisons une méthode de mesure originale de la conductivité thermique (ou plutôt de la diffusivité thermique qui lui est étroitement reliée) basée sur la perturbation de la température électronique par une onde stationnaire de chauffage hyperfréquence.

Dans le domaine des plasmas faiblement ionisés, nos mesures effectuées dans un large domaine de densité et de température électroniques sont en bon accord avec nos prévisions théoriques.

A haute densité et à faible température électroniques, nous isolons la contribution coulombienne de la diffusivité thermique et nous la comparons aux résultats de notre théorie dans le domaine des plasmas fortement corrélés. Nous constatons que la décroissance de la température électronique dans les plasmas cryogéniques est plus lente que ne le prévoit la solution simple du bilan d'énergie dans le plasma, ce qui limite nos possibilités d'investigation de ce domaine des plasmas. Toutefois, nos résultats expérimentaux, obtenus jusqu'à des N_D voisins de 4, confirment sans ambiguité le sens de l'écart entre la théorie classique et le calcul plus élaboré tenant compte des termes non dominants.

Ces mesures constituent, à notre connaissance, la première tentative expérimentale de vérification de la théorie de la conduction thermique dans les plasmas corrélés.

-:-:-:-

Annexe I

INFLUENCE DES COLLISIONS INELASTIQUES SUR LE BILAN D'ENERGIE ET LE TRANSPORT ELECTRONIQUES

Nous discutons dans cette annexe l'influence des collisions inélastiques entre les électrons et les états excités des atomes (ou des molécules) sur les équations de conservation, le transfert d'énergie et les coefficients de transport électroniques. Dans un premier temps, nous dégageons un critère général permettant de définir les conditions expérimentales où de telles collisions sont sans influence sur le calcul de la conductivité thermique. Nous étudions ensuite en détail le cas de la post-décharge d'hélium qui est le siège d'une population importante d'espèces excitées et en particulier d'atomes métastables.

A. *COLLISIONS INELASTIQUES, FONCTION DE DISTRIBUTION ET COEFFICIENTS DE TRANSPORT*

L'équation de Boltzmann écrite sous la forme simplifiée, en incluant les collisions inélastiques, peut se mettre sous la forme :

$$D[f_e] = \sum_{j=e,i,o} J(f_e, f_j) + \left(\frac{\partial f_e}{\partial t}\right)_{inél} \qquad (I.1)$$

où $\left(\frac{\partial f_e}{\partial t}\right)_{inél}$ indique les variations temporelles de la fonction de distribution électronique sous l'influence des collisions inélastiques. Les équations de conservation des charges et de l'énergie s'écrivent alors :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\underset{\sim}{\nabla} \cdot n_e \underset{\sim}{v_e} + S_e^{in} \qquad (I.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{3}{2} n_e k T_e\right) + \underset{\sim}{\nabla} \cdot \underset{\sim}{q}^e - n_e m_e \underset{\sim}{v_e} \cdot \underset{\sim}{F_e} = \sum_{j \neq e} E_{ej} + E_e^{in} \qquad (I.3)$$

avec $$S_e^{in} = \int \left(\frac{\partial f_e}{\partial t}\right)_{inél} d^3v_e$$

$$E_e^{in} = \int \left(\frac{\partial f_e}{\partial t}\right)_{inél} \frac{1}{2} m_e v_e^2 \, d^3v_e$$

Les collisions inélastiques introduisent un terme de gain (ou de pertes) d'électrons et un terme de gain (ou de pertes) d'énergie cinétique moyenne par l'intermédiaire des variations temporelles de la fonction de distribution.

Considérons tout d'abord le cas des collisions inélastiques dont la section efficace de collision est isotrope (c'est-à-dire que la section efficace est constante pour tout angle de déflexion lors d'une collision). La partie anisotrope de la fonction f_e n'est pas modifiée dans ce cas : les variations temporelles des anisotropies sont toujours gouvernées par les collisions élastiques électron-particule lourde. La partie isotrope de la fonction de distribution est maxwellienne si l'on a l'inégalité forte

$$\bar{\nu}_{ee} \gg \frac{2m}{M} \bar{\nu}_{eo} \qquad (I.4)$$

où $\bar{\nu}_{ee}$ et $\bar{\nu}_{eo}$ indique des valeurs moyennes des fréquences de collision (la moyenne est prise en fonction de l'énergie). Les collisions inélastiques mettant en jeu un électron et une particule lourde dans un état excité pouvent être décrites par l'intermédiaire du terme de collision de Boltzmann inélastique (Delcroix, 1963) et l'on peut donc définir une fréquence de collision inélastique ν_{in} :

$$\nu_{in} = n^* \sigma_{in} v_e$$

avec n^* : densité des états excités, σ_{in} : section efficace de collision inélastique.

Un critère simple pour négliger l'influence des collisions inélastiques pourra s'écrire :

$$\bar{\nu}_{ee} \gg \bar{\nu}_{in} \qquad (I.5)$$

où, comme auparavant, la barre indique une moyenne prise sur l'énergie. On remarque cependant que l'inégalité forte (I.5) ne peut pas être vérifiée sur toute la gamme des énergies, la fréquence de collision inter-électronique décroissant fortement (comme v^{-3}) avec la vitesse. C'est donc la queue de la fonction de distribution isotrope qui est modifiée par l'introduction des collisions inélastiques. Les coefficients de transport s'évaluent à partir d'intégrales mettant en jeu la partie isotrope de la fonction de distribution ; il faut donc pouvoir apprécier l'importance relative de la queue de la fonction de distribution par rapport au corps maxwellien. Nous calculons dans ce qui suit la partie à haute énergie de la fonction de distribution des vitesses électroniques dans le cas de l'hélium.

B. *EFFETS DES METASTABLES SUR LA TEMPERATURE ELECTRONIQUE DANS LA POST-DECHARGE D'HELIUM*

Les atomes et les molécules excités dans un état métastable constituent une réserve d'énergie couplée au gaz d'électrons par divers mécanismes durant la post-décharge, ainsi que le fait remarquer Goldstein (1955). C'est à ces atomes que l'on attribue la relaxation relativement lente de température électronique que l'on constate dans la post-décharge d'hélium. L'effet des métastables est de faire apparaître une population électronique d'énergie relativement élevée, par des processus inélastiques et super-élastiques décrits notamment par Ingraham et Brown (1965).

La situation physique est alors la suivante : on a création de S(t) électrons par unité de temps et de volume. La population d'électrons suprathermiques est faible devant la population d'électrons thermiques. La fonction de distribution totale est donc :

$$\hat{f}_{totale} = M_{T_e}(v_e) + \hat{f}_{sup}(v_e) \qquad (I.6)$$

où M_{T_e} est la maxwellienne à la température T_e.

Pour calculer la fonction de distribution des électrons suprathermiques $f_{sup}(v_e)$, nous partons de l'équation de Boltzmann-Fokker-Planck scalaire adaptée à notre situation expérimentale.

1) Equation de Boltzmann

En régime stationnaire, l'équation de Boltzmann s'écrit :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = 0 = B_{ee} + B_{eo} + \left.\frac{\partial f}{\partial t}\right|_{creation} + \left.\frac{\partial f}{\partial t}\right|_{diffusion} \qquad (I.7)$$

a) Terme de collision électron-électron

Les électrons suprathermiques, peu nombreux, interagissent essentiellement avec les électrons thermiques. Nous sommes dans le cas de la relaxation coulombienne de l'énergie d'une particule rapide sur une distribution maxwellienne de particules lentes, traité par exemple par Kihara et Aono (1963). Le terme de collision interélectronique s'écrit :

$$B_{ee} = \frac{K n_e}{v^2} \frac{d(F(v))}{dv} \qquad (I.8)$$

où $K = 4\pi \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_o}\right)^2 \frac{\log \Lambda}{m^2}$ et $\log \Lambda$ est le logarithme coulombien.

L'interaction coulombienne ne modifie ni le nombre, ni l'énergie totale du gaz d'électrons, on doit donc avoir :

$$\int_o^\infty 4\pi v^2 B_{ee}\left[F_{tot}\right] dv = \int_o^\infty 4\pi v^2 \left(\frac{1}{2} m v^2\right) B_{ee}\left[F_{tot}\right] dv = 0 \qquad (I.9)$$

b) Terme de collision électron-particule lourde

C'est le terme de collision de Davydov, donné par exemple par Shkarofsky (1966). Nous restreindrons ce qui suit au cas particulier $\nu_{ei} \ll \nu_{eo}$; le cas général s'en déduit immédiatement. Alors,

$$B_{eo} = \frac{m}{M} \frac{1}{v^2} \frac{d}{dv}\left[v^3 \nu_{eo}\left(F(v) + \frac{kT_o}{mv} \frac{dF}{dv}\right)\right] \qquad (I.10)$$

Dans le cas où nous nous intéressons à la partie suprathermique de la fonction de distribution, l'apport d'énergie des neutres est négligeable et B_{e_o} se réduit à :

$$B_{eo} = \frac{m}{M} \frac{1}{v^2} \frac{d}{dv} \left[v^3 \nu f(v) \right] \qquad (I.11)$$

c) Terme de création d'électrons

Considérons une réaction quelconque produisant, par unité de temps et de volume, à l'instant t et au point r, S(r,t) électrons de vitesse v_m. Le terme de source s'écrit :

$$\left.\frac{df}{dt}\right|_{créat.} = \left[\begin{array}{l}\text{nombre d'électrons}\\ \text{produits par unité}\\ \text{de temps et de volume}\end{array}\right] \times \left[\begin{array}{l}\text{fonction delta}\\ \text{à } (v - v_m) \text{ nor-}\\ \text{malisée}\end{array}\right] \qquad (I.12)$$

, soit

$$\left.\frac{df}{dt}\right|_{création} = S(\underset{\sim}{r}, t) \frac{\delta(v - v_m)}{4\pi v^2} \qquad (I.13)$$

Le cas des collisions superélastiques, où des électrons de faible vitesse sont accélérés, se traiterait de façon analogue pourvu de prévoir un terme de disparition à faible vitesse, de façon à assurer la conservation du nombre d'électrons. Ce cas a été traité par Ingraham et Brown (1965) et Monchicourt (1972).

d) Terme de diffusion

Les électrons suprathermiques échappant au champ de charge d'espace créé par la diffusion ambipolaire, leur diffusion libre est décrite par le terme :

$$\left.\frac{df}{dt}\right|_{diffusion} = -\frac{v^2}{3\nu_{eo}} \nabla^2 f(v) \qquad (I.14)$$

Afin de simplifier l'étude spatiale du problème, nous considérons une géométrie cylindrique dont le mode fondamental de diffusion est caractérisé par la longueur :

$$\Lambda^2 = \left(\frac{R}{2.405}\right)^2 \qquad (I.15)$$

On a alors :

$$\left.\frac{df}{dt}\right|_{diff} = -\frac{v^2}{3\nu_{eo}\Lambda^2} f(v) \qquad (I.16)$$

2) Fonction de distribution des électrons suprathermiques

C'est la solution de l'équation de Boltzmann (I.7) qui s'écrit, en posant $D_e = \frac{v^2}{3\nu_{eo}}$ et en tenant compte des conditions aux limites :

$$\left.\begin{aligned} f_{sup}(v<v_m) &= \frac{S(t)}{4\pi} \frac{\exp - \int_v^{v_m} \frac{D_e v^2 dv}{\Lambda^2\left(\frac{m}{M}v^3\nu_{eo} + K n_e\right)}}{\left(\frac{m}{M}v^3\nu_{eo} + K n_e\right)} \\ f_{sup}(v \geq v_m) &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad (I.17)$$

On peut écrire la restriction de f_{sup} à $v < v_m$ sous la forme :

$$f_{sup} = \frac{S(t)}{4\pi} \frac{\exp - \frac{v^2 - v_m^2}{v_\Lambda^2}}{\left(\frac{m}{M}v^3\nu + K n_e\right)} \qquad (I.18)$$

où

$$\frac{1}{v_\Lambda^2} = \frac{1}{3\Lambda^2(v_m^2 - v^2)} \int_v^{v_m} \frac{v^4 dv}{\nu\left(\frac{m}{M}v^3\nu + K n_e\right)} \qquad (I.19)$$

Dans le cas de l'hélium, nous prendrons comme définition de la fréquence de collision

$$\left.\begin{aligned} u<5eV\ ;\quad & \nu_{eo}(s^{-1}) = 2.96\,10^{-8}\, n_o(cm^{-3})\left[u(eV)\right]^{1/2} \\ u\geq 5eV\ ;\quad & \nu_{eo}(s^{-1}) = 6.58\,10^{-8}\, n_o(cm^{-3}) \end{aligned}\right\} \quad (I.20)$$

On peut faire apparaître une vitesse critique v^* définie par :

$$v^{*3} = \frac{K n_e}{\frac{m}{M}\nu_{eo}} \quad (I.21)$$

soit numériquement : $$u^*(eV) = 3.1\,10^{-3}\left(\frac{n_e}{n_o}\right)^{1/2}$$

avec n_e et n_o en cm^{-3}. Cette vitesse critique est la vitesse au-dessous de laquelle les collisions coulombiennes sont suffisamment nombreuses pour assurer une répartition maxwellienne des vitesses.

Dans les conditions usuelles, on a $v^* \ll v_1 < v_m$ où v_1 est la vitesse où la section efficace de collision électron-neutre change de dépendance avec l'énergie $\left(\frac{1}{2}mv_1^2 = 5\ eV\right)$. Pour $v > v_1$ (et donc pour $v_\wedge > v_1$), on aura dans le cas de l'hélium

$$v_\wedge^2 = \frac{6m}{M}\left(\nu_{eo}\wedge\right)^2 \quad (I.22)$$

soit : $$u_\wedge(eV) = 2.74\,10^{-3}\left[n_o\left(10^{16}\,cm^{-3}\right)\right]$$

Pour $v < v_1$, la vitesse $v_\wedge$ est en général fonction également de la vitesse v des particules suprathermiques.

3) Nombre d'électrons suprathermiques

Le nombre d'électrons suprathermiques s'obtient en intégrant la fonction de distribution suprathermique entre v^* et v_m, soit :

$$N_{sup} = \frac{S(t)}{\frac{m}{M}\nu_{eo}} \int_{v^*}^{v_m} \frac{v^2 \exp - \frac{v_m^2 - v^2}{v_\wedge^2}}{(v^3 + v^{*3})} dv \qquad (I.23)$$

si $u_\wedge \gg u_m$ (diffusion négligeable), on a :

$$N_{sup} \cong \frac{S(t)}{\frac{m}{M}\nu_{eo}} \log \frac{u_m}{u_*} \qquad (I.24)$$

si $u_\wedge \ll u_m$ (diffusion importante), on a :

$$N_{sup} \cong \frac{S(t)}{\frac{m}{M}\nu_{eo}} \frac{u_\wedge}{u_m} \qquad (I.25)$$

Ces calculs ne peuvent donner qu'un ordre de grandeur, car on a négligé la variation en vitesse de $\sigma_{eo}(v)$ entre v^* et v_1. Nous verrons cependant dans l'application numérique qu'ils reflètent remarquablement bien le comportement des décharges cryogéniques.

4) Energie moyenne des électrons suprathermiques

En intégrant $\frac{1}{2} m v^2$ avec comme fonction poids, la fonction de distribution des vitesses suprathermiques, on obtient :

a) Diffusion négligeable $(u_\wedge \gg u_m)$

$$u_{sup} = \frac{u_m}{\log\left(\frac{u_m}{u_*}\right)} \qquad (I.26)$$

b) Diffusion importante $(u_\wedge \ll u_m)$

$$u_{sup} = u_m \qquad (I.27)$$

comme il fallait s'y attendre.

5) Energie moyenne des électrons thermiques

En régime quasi-stationnaire, on trouve pour la température électronique, l'expression suivante :

$$\frac{2m}{M}\nu_{eo}(T_e)\frac{3}{2}n_e k\left(T_e - T_o\right) = S(t)\,u_* \exp-\left(\frac{u_m}{u_\Lambda}\right) \quad (I.25)$$

On retrouve bien qu'en moyenne chaque collision créant un électron suprathermique apporte l'énergie u_* lorsque la diffusion est négligeable. On peut définir une longueur de relaxation de l'électron suprathermique comme la distance λ parcourue pendant le temps τ nécessaire pour passer de u_m à u_* . On a :

$$\frac{du}{u} = \frac{2m}{M}\nu_{eo}\,dt \quad (I.29)$$

$$\lambda^2 = \int_{v_*}^{v_m} \frac{v^2}{3\nu_{eo}}\,dt = \frac{v_m^2}{\frac{6m}{M}\nu_{eo}^2}$$

On remarque que l'on a :

$$\frac{u_m}{u_\Lambda} = \left(\frac{\lambda}{\Lambda}\right)^2 \quad (I.30)$$

6) Application numérique

Nous choisissons des valeurs numériques qui se rapprochent d'un cas typique rencontré dans nos expériences.

a) Post-décharge à la température ambiante

Posons $n_o = 3{,}5.10^{17}$ cm^{-3} ; $n_e = 10^{12}$ cm^{-3} ; $M = 10^{12}$ cm^{-3} .
On a alors :

$S = 10^{15}$ cm^{-3} s^{-1}

$u_\Lambda = 3{,}18$ eV ($u_\Lambda < u_m = 15$ eV)

$N_{sup} = 7.10^{7}$ cm^{-3}, soit $N_{sup}/n_e = 7.10^{-5}$

$u_{sup} = 15$ eV

$u_{*} = 5{,}2$ eV

$T_e \simeq 300°K$

b) Post-décharge cryogénique

Posons $n_o = 10^{18}$ cm^{-3} ; $T_o = 5°K$; $n_e = 10^{11}$ cm^{-3} ; $M = 10^{12}$ cm^{-3}. On a alors :

$S = 10^{15}$ cm^{-3} s^{-1}

$u_{\wedge} = 27{,}4$ eV $> u_m$

$N_{sup} = 1{,}3.10^{8}$ cm^{-3}

$u_{*} = 1$ eV

$u_{sup} = 5{,}5$ eV

$T_e = 70°K$.

C. *INFLUENCE SUR LA FREQUENCE DE COLLISION ET LA TEMPERATURE DE RAYONNEMENT*

Pour simplifier les calculs, nous supposons que la fonction de distribution suprathermique est une fonction de Dirac centrée sur l'énergie u_{sup} (ce qui correspond assez bien au cas numérique que nous avons pris). On a alors :

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = \frac{N_{sup}\,\nu(u_{sup})}{n_e\,\nu(T_e)}$$

et

$$\Delta T_{sup} = \frac{\delta\nu}{\nu}\,u_{sup}\ (°K)$$

où ΔT_{sup} est l'écart entre la température de rayonnement et la température électronique.

A l'ambiante, on trouve respectivement $\frac{\delta\nu}{\nu} = 10^{-3}$, $\Delta T_{sup} = 170°K$. A 5°K, on trouve respectivement $\frac{\delta\nu}{\nu} = 3.10^{-2}$, $\Delta T_{sup} = 2200°K$. Pour la température ambiante, ces résultats sont en bon ordre de grandeur avec ceux obtenus par Monchicourt (1972) avec les mêmes valeurs numériques.

On constate bien qu'aux températures cryogéniques, la température électronique est sans rapport avec la température de rayonnement, et que les mesures de fréquence de collision (et donc des coefficients de transport) sont peu affectées par la présence de la population d'électrons suprathermiques.

-:-:-:-

Annexe II

POLYNOMES DE SONINE

On appelle polynômes de Sonine d'ordre $\ell/2$ les polynômes orthogonaux sur $x \in [0,\infty]$ avec la fonction poids $p(x) = e^{-x}\, x^{\ell/2}$. Dans ce travail, nous considérons exclusivement le cas $\ell = 3$ (ordre 3/2), et nous omettons toute référence à l'ordre.

Les polynômes de Sonine sont étroitement liés aux polynômes de Laguerre généralisés. Comme eux, ils forment une base complète, c'est-à-dire que toute fonction f(x) de carré sommable sur $[0,\infty]$ avec la fonction poids p(x) (toute fonction telle que $\int_0^\infty p(x) f^2(x) dx$ soit défini) peut être approximée d'aussi près que l'on veut par une combinaison linéaire de polynômes de Sonine.

En pratique, cela entraîne que n'importe quelle section efficace empirique peut être représentée de façon suffisamment précise par la somme d'un petit nombre N de polynômes de Sonine, du degré 0 au degré N-1.

RELATION d'ORTHOGONALITE

$$\int_0^\infty e^{-x} x^{3/2} S_n(x) S_m(x)\, dx = \frac{\Gamma\left(\frac{5}{2}+n\right)}{\Gamma(n+1)}\, \delta_{nm} \qquad \text{(II.1)}$$

où Γ est la fonction gamma et δ_{nm} le symbole de Kroneker.

EXPRESSION DES POLYNOMES DE SONINE

$$S_0(x) = 1$$
$$S_1(x) = \frac{5}{2} - x \qquad \text{(II.2)}$$

Les polynômes de degré supérieur peuvent s'établir à l'aide de la relation de récurrence

$$n S_n(x) = \left(2n + \frac{1}{2} - x\right) S_{n-1} - \left(n + \frac{1}{2}\right) S_{n-2} \qquad \text{(II.3)}$$

valable pour $n \geq 2$, jointe aux expressions (II.2).

A l'ordre n, on a explicitement :

$$S_n(x) = \sum_{p=0}^{n} (-x)^p \frac{\Gamma\left(n+\frac{5}{2}\right)}{\Gamma\left(p+\frac{5}{2}\right)} \cdot \frac{1}{p!\,(n-1)!} \qquad \text{(II.4)}$$

La figure A1 donne l'allure des quatre premiers polynômes de Sonine, de S_o à S_3, en fonction de x.

DEVELOPPEMENT EN POLYNOMES DE SONINE

Les polynômes de Sonine s'introduisent physiquement dans la méthode de Chapman-Enskog, à la suite d'un développement de la fonction de distribution autour d'une forme maxwellienne.

On note que la fonction-poids des polynômes de Sonine est justement de la forme maxwellienne (x étant l'énergie). Le choix de cette fonction poids assure donc la convergence optimale, au sens des moindres carrés, du développement de n'importe quelle fonction.

C'est ce que nous montre la figure A2, qui indique la convergence des développements de $y = x^{1/2}$ en série de polynômes de Sonine, arrêtés respectivement au degré 0 (y_o), au degré 1 (y_1) et au degré 2 (y_2).

Le développement de $y = x^{1/2}$ s'écrit

$$y = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \left(S_0 - \frac{1}{5} S_1 - \frac{1}{35} S_2 + \varepsilon\right)$$

On voit que la convergence est très rapide dans la zone utile, qui correspond au maximum de la fonction poids (maxwellienne) représentée au bas de la figure.

-:-:-:-

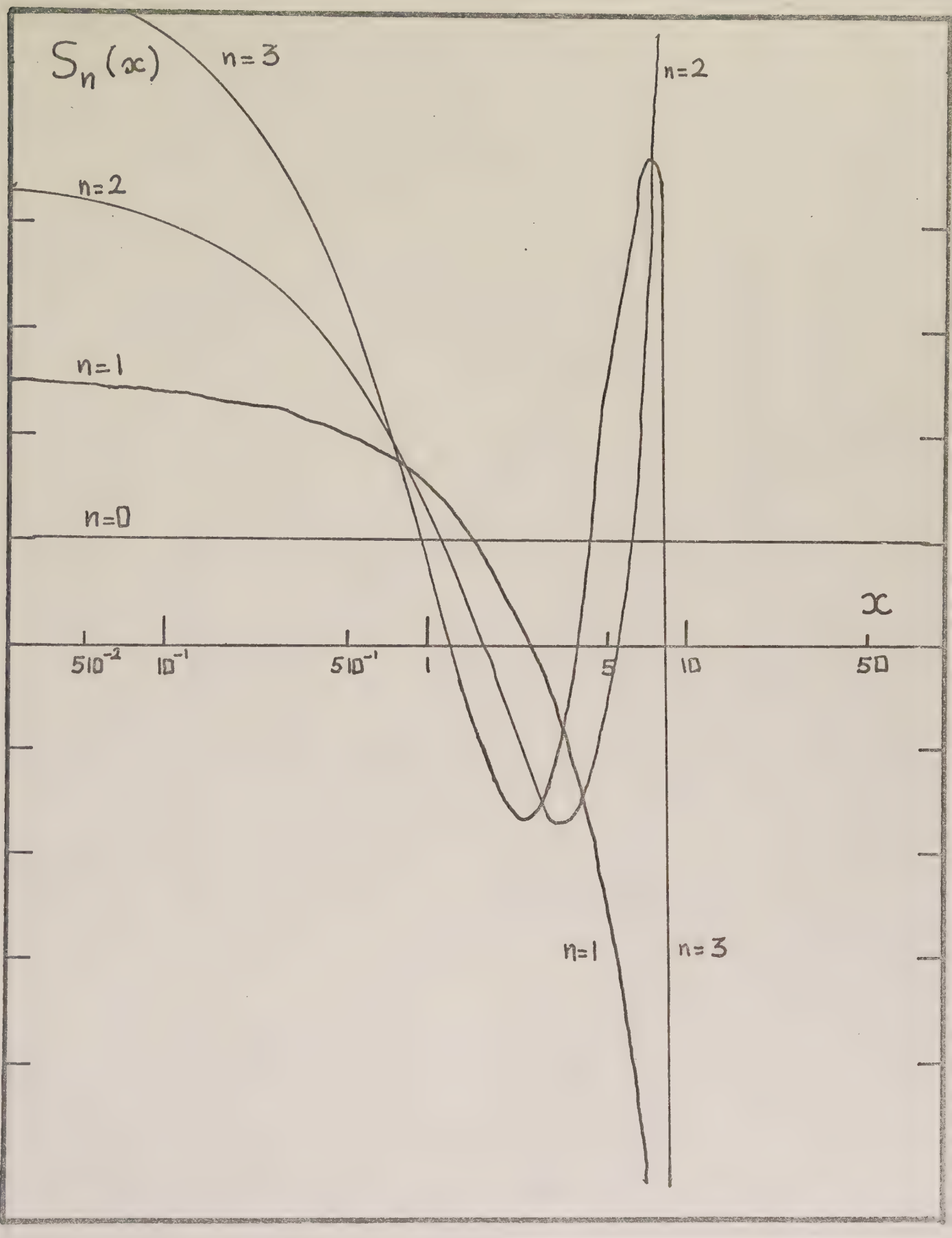


Fig. A.1 : Les quatre premiers polynômes de Sonine.

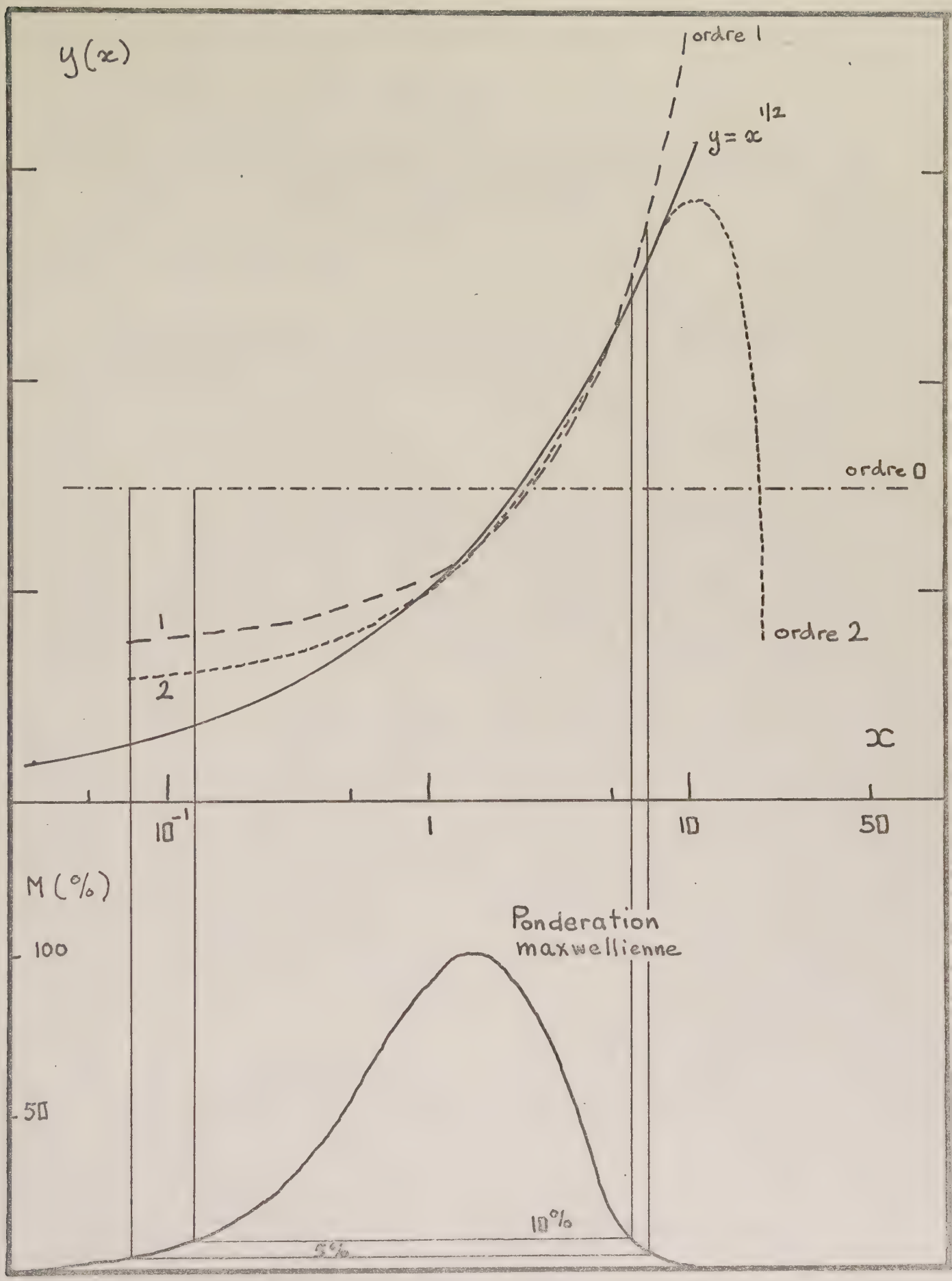


Fig. A.2 : Représentation d'une fonction simple par un développement restreint de polynômes de Sonine. La zone utile est indiquée sur la pondération maxwellienne.

Annexe III

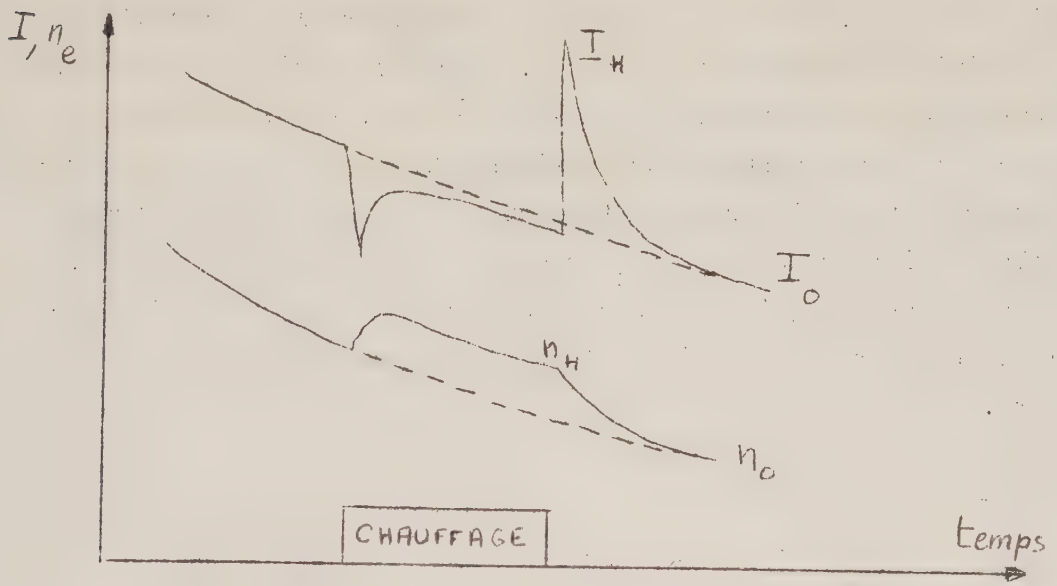
VARIATION DE L'INTENSITE LUMINEUSE AVEC LA TEMPERATURE ELECTRONIQUE DANS LES PLASMAS CRYOGENIQUES

L'intensité lumineuse totale (non résolue en fréquence) émise latéralement par le plasma peut se mettre sous la forme

$$I_o \simeq \alpha_o n_o^2$$

α : coeff. de recombinaison
n : densité électronique

où l'indice (0) indique des quantités sans chauffage. Appliquons une impulsion de chauffage ayant une durée suffisamment longue pour qu'un équilibre de température électronique soit atteint. Le chauffage entraîne une élévation de température ΔT ; on peut représenter schématiquement les variations de densité et de température sous son influence de la façon suivante



Le temps de décroissance de l'impulsion de chauffage étant bref devant la constante de relaxation de la température, l'intensité lumineuse à l'instant du sommet de l"afterpulse" s'écrit :

$$I_H = \alpha_H n_H^2$$

où n_H indique la valeur de la densité électronique perturbée à la fin de l'impulsion de chauffage (la densité décroît très lentement à la fin du chauffage) et α_A est la valeur du coefficient de recombinaison à l'instant du sommet de l"afterpulse". Le coefficient de recombinaison α_A est en général différent de α_H si la décroissance de température est rapide.

On a donc

$$\frac{\Delta I}{I_o} = \frac{I_H - I_o}{I_o} = \frac{\alpha_A n_H^2}{\alpha_o n_o^2} - 1 \qquad (1)$$

Nous avons mesuré les variations de la hauteur de l'afterpulse, définie précédemment en fonction de la puissance de chauffage, c'est-à-dire en fonction de ΔT_e. L'expérience a été effectuée dans l'hélium à 5,03 Torr à 77°K vers 1300 μs après la fin de l'impulsion de décharge. Les résultats sont portés sur la figure A3 où la variation d'intensité lumineuse après la fin de l'impulsion de chauffage est portée en fonction du temps. Nous avons simultanément mesuré les quantités n_H et n_o définies précédemment ($n_o = 8{,}5.10^9$ cm^{-3}) ainsi que la température électronique non perturbée $T_{eo} = 100°K \pm 20°K$. Les variations de $\Delta I/I_o$ avec n_H^2/n_o^2 sont portées sur la figure A4. On constate que les résultats expérimentaux s'écartent nettement de la droite idéale (trait plein) valable si le rapport α_A/α_o restait constant égal à l'unité. Ces résultats montrent qu'au temps correspondant au sommet de l'afterpulse, la température électronique n'est pas encore revenue à sa valeur d'équilibre.

Soit δI la quantité

$$\delta I = \left(\frac{\alpha_A n_H^2}{\alpha_o n_o^2} - 1\right) - \left(\frac{n_H^2}{n_o^2} - 1\right)$$

$$= \left(\frac{\alpha_A}{\alpha_o} - 1\right) \frac{n_H^2}{n_o^2}$$

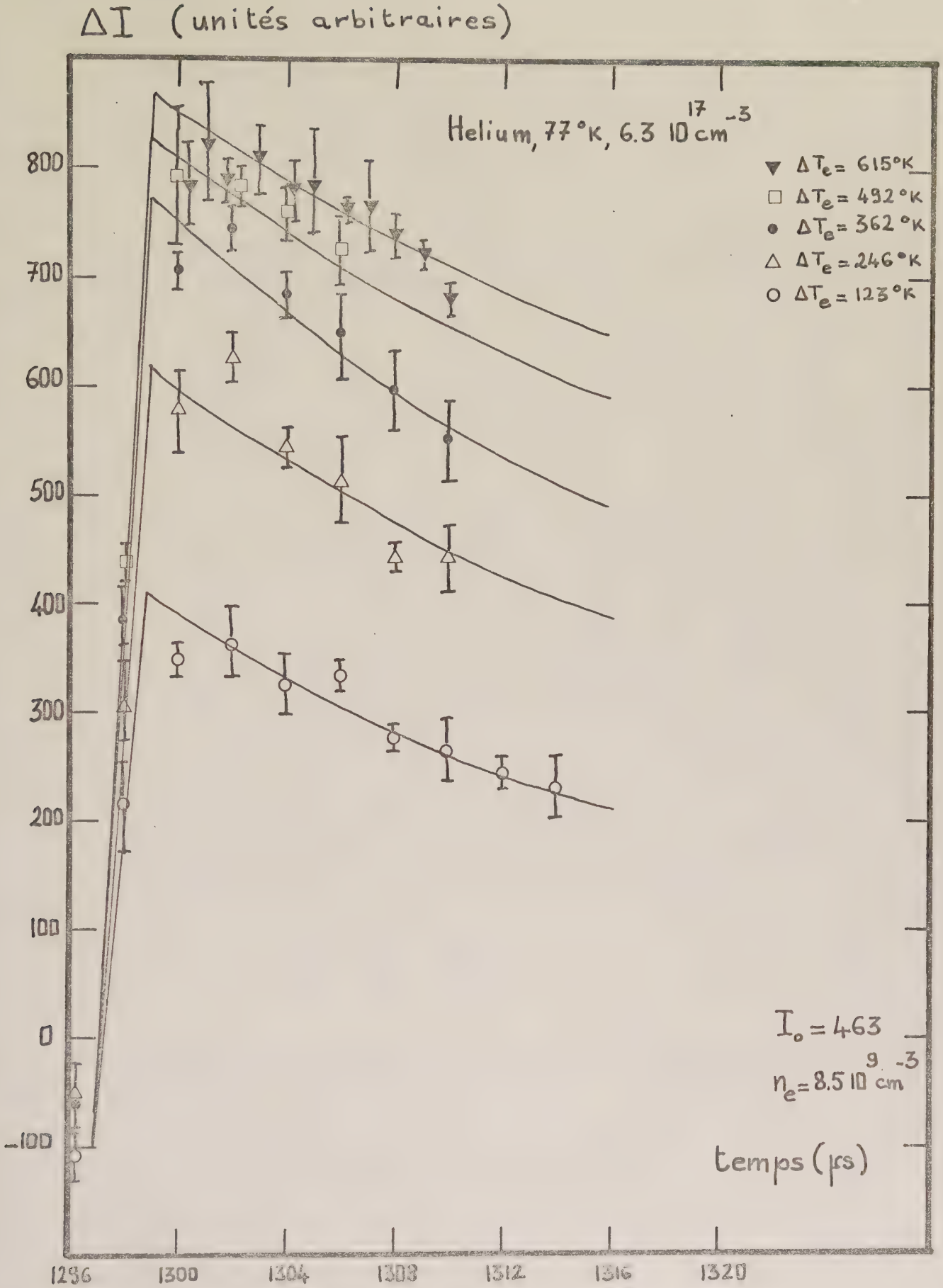


Fig. A.3 : Variation de la hauteur de l'afterpulse pour différents accroissements de température électronique.

On a donc

$$\frac{\alpha_A}{\alpha_o} = \frac{n_o^2}{n_H^2}\,\delta I + 1 \qquad (2)$$

Le tableau suivant donne α_A/α_o en fonction de ΔT_e, proportionnel à la puissance de chauffage :

ΔT_e (°K)	δI	n_H^2/n_o^2	α_A/α_o	T_A (°K)
0	0	1	1	100
123	- 0,105	1,96	0,946	106
246	- 0,521	2,92	0,822	122
369	- 0,98	3,70	0,735	136
492	- 1,83	4,6	0,602	166
615	- 2,42	5,2	0,535	187

Nous avons montré (Delpech et Gauthier, 1972 ; Devos, 1973) que le coefficient de recombinaison α variait de façon inversement proportionnelle à la température électronique ; on peut donc écrire :

$$\frac{\alpha_A}{\alpha_o} = \frac{T_e^o}{T_A} = \frac{100}{T_A} \qquad (3)$$

La quatrième colonne du tableau précédent donne les valeurs de T_A en fonction de ΔT_e ; or, on a :

$$\Delta T_A = T_A - T_e^o = \Delta T_e \exp - t/\tau \qquad (4)$$

Le tableau suivant donne les valeurs de τ , sachant que le retard entre le sommet de l'afterpulse et la fin de l'impulsion de chauffage est approximativement constant et voisin de $3\,\mu s$:

ΔT_e (°K)	123	246	369	492	615
τ (μs)	0,993	1,243	1,289	1,493	1,534

Par comparaison, la constante de temps calculée, à l'aide des valeurs connues de ν_{eo} est

$$\tau = \left(\frac{2m}{M}\,\nu_{eo}\right)^{-1} = 1.210\ \mu s$$

Les légères variations de τ avec ΔT_e sont dues au fait que le sommet de l'afterpulse n'est pas rigoureusement constant en position temporelle, une analyse plus fine montrant qu'il est d'autant plus retardé que l'élévation de température est faible.

Ces résultats nous suggèrent une interprétation possible du phénomène de l'afterpulse qui fut décrit en premier par l'équipe du professeur Goldstein à Illinois.

Partant de l'hypothèse que nous avons utilisée, que l'intensité lumineuse suit la relation de proportionnalité :

$$I \simeq \alpha n^2$$

on peut dire que juste avant la fin de l'impulsion de chauffage, α a une valeur très faible alors que la densité est plus élevée que sans perturbation. A la cessation du chauffage, la température décroît très rapidement ($\simeq 1\,\mu s$) entraînant une augmentation du coefficient de recombinaison, alors que dans le même temps la densité a peu variée. La

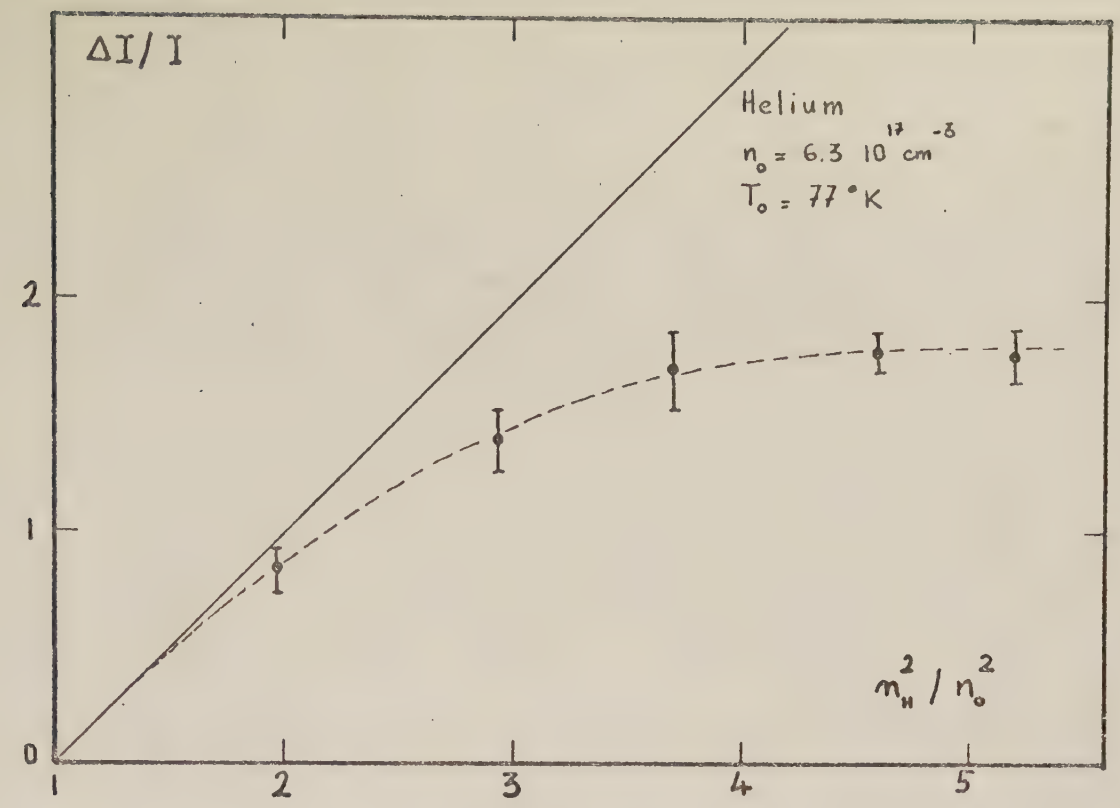


Fig. A.4 : Variation relative d'intensité lumineuse au sommet de l'afterpulse en fonction de n_H^2/n_o^2 pour une durée de chauffage constante.

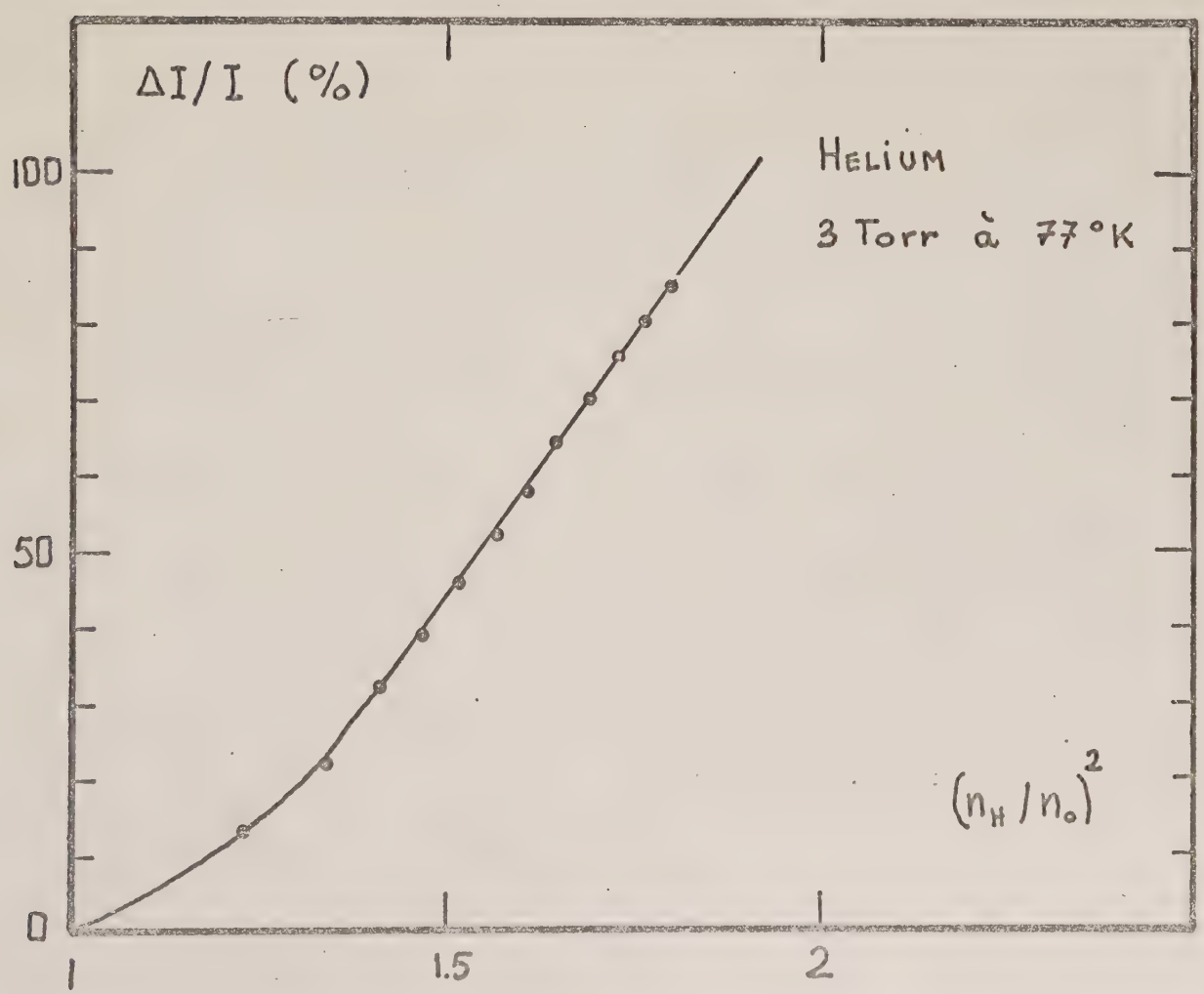
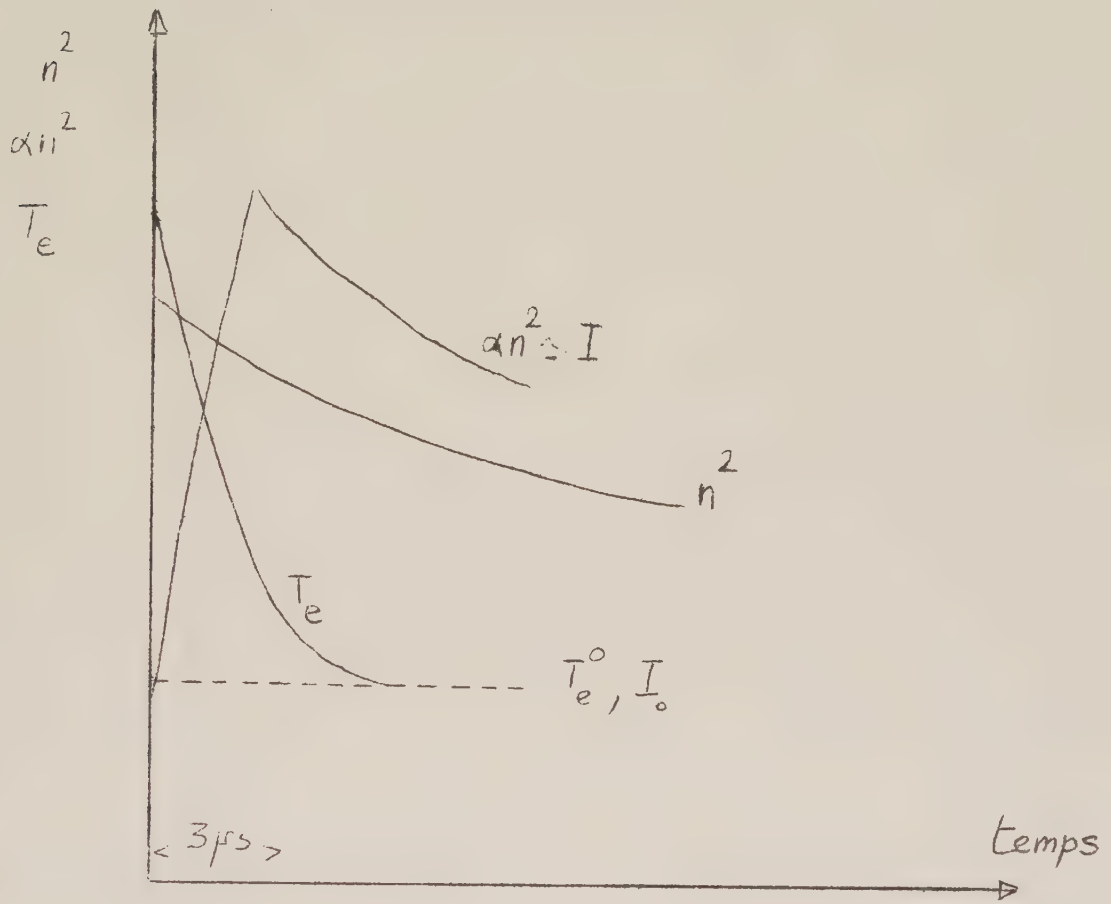


Fig. A.5 : Variation relative d'intensité lumineuse au sommet de l'afterpulse pour différentes durées de chauffage.

température électronique ayant atteint sa valeur d'équilibre, l'intensité lumineuse décroît en même temps que la densité électronique. On peut résumer par un schéma les considérations précédentes (le temps 0 représente la fin de l'impulsion de chauffage).



Les résultats précédents ont été confirmés par la mesure de la hauteur de l'afterpulse en fonction de la durée du chauffage à puissance constante. On constate que le sommet de l'afterpulse présente un retard constant par rapport à la fin de l'impulsion de chauffage et que sa hauteur varie linéairement avec $(n_H/n_o)2$ conformément à l'équation (1). L'expérience a été menée dans l'hélium à 3 Torr à 77°K. Le début de l'impulsion de chauffage était maintenu fixe à 600 µs après la fin de la décharge, sa durée étant variable jusqu'à 600 µs, l'élévation de température correspondante est de 230°K environ.

La figure 45 donne les résultats obtenus où $\Delta I/I_o$ (qui représente en fait la hauteur de l'afterpulse comparée au niveau de lumière non perturbée) est porté en fonction de $(n_H/n_o)^2$. On constate bien une variation linéaire de ces deux quantités, ce qui montre bien que le rapport des coefficients de recombinaison (Eq. 1) avec et sans perturbation est constant lorsque l'élévation de température est constante.

-:-:-:-

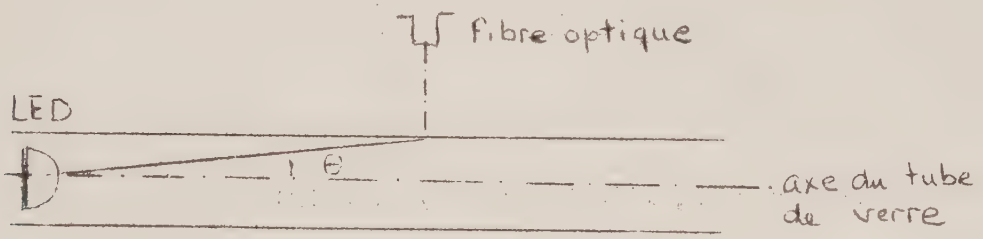
Annexe IV

MESURE DE LA ZONE EFFECTIVEMENT VUE PAR LA FIBRE OPTIQUE

Nous avons déterminé expérimentalement la zone du plasma qui est effectivement vue par la fibre optique. Cette zone ne peut pas être déterminée uniquement par des considérations géométriques car l'ensemble du tube à décharge et du guide se comporte comme un guide de lumière. De plus, les parois du tube agissent comme un milieu diffuseur entraînant des erreurs de mesure même pour une ouverture de fibre très faible.

Sans rien changer au montage relatif du guide d'onde et du chariot porteur de la fibre optique, nous avons remplacé le tube à décharge par un tube de verre identique, ouvert aux deux extrémités. Une diode électroluminescente (LED) est placée dans ce tube, de façon parfaitement centrée. En déplaçant le chariot parallèlement au guide d'onde, on mesure l'intensité lumineuse reçue par la fibre en fonction de la position Les résultats sont portés sur la figure A6. Sur cette courbe, la position 0 du chariot est arbitraire, on constate que le maximum de lumière reçue correspond à la position 3,6 mm, l'angle entre la direction d'observation de la fibre et l'axe du tube est alors de 90°.

En fait, la diode LED n'émet pas de façon uniforme en fonction de l'angle entre l'axe du tube et la direction observée (schéma ci-dessous)



Le diagramme de rayonnement de la LED utilisée est représenté sur la figure A6 où Θ est l'angle indiqué sur le schéma précédent.

On peut définir la "fonction d'appareil" de la fibre optique comme la réponse spatiale du système de mesure à une perturbation uniforme d'étendue selon z infiniment petite. On voit que cette quantité n'est autre

que le produit, pour chaque position, de l'intensité mesurée et de l'intensité émise, avec la normalisation que nous avons choisie. Cette fonction f(z) est représentée sur la figure A7 (points noirs).

Connaissant la réponse du système à une fonction $\delta(z)$ en z = 0, on connaît la réponse pour n'importe quelle répartition spatiale de lumière à l'aide de la relation

$$I(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\, I(x-z)\, dx \qquad (1)$$

Posons $I(x-z) = A + B\cos\{k(x-z)\}$

On remarque que f(x) est bien représentée par une fonction de Lorentz

$$f(x) = \frac{\delta_1}{\pi\left(\frac{x^2}{\alpha^2} + \delta_1^2\right)} \qquad (2)$$

où $\alpha\delta_1$ est la largeur à mi-hauteur de la lorentzienne.

On a la relation suivante entre les valeurs maximale et minimale de l'intensité lumineuse mesurée par une fibre optique de résolution spatiale infiniement faible :

$$\frac{I_{max} + I_{min}}{I_{max} - I_{min}} = \frac{A}{B}$$

Dans le cas réel, l'intégrale (1) avec (2) donne

$$\left(\frac{I_{max} + I_{min}}{I_{max} - I_{min}}\right)_{mesuré} = \frac{A}{B}\exp(k\alpha\delta_1)$$

avec, dans notre cas $k = \frac{4\pi}{\lambda_G}$.

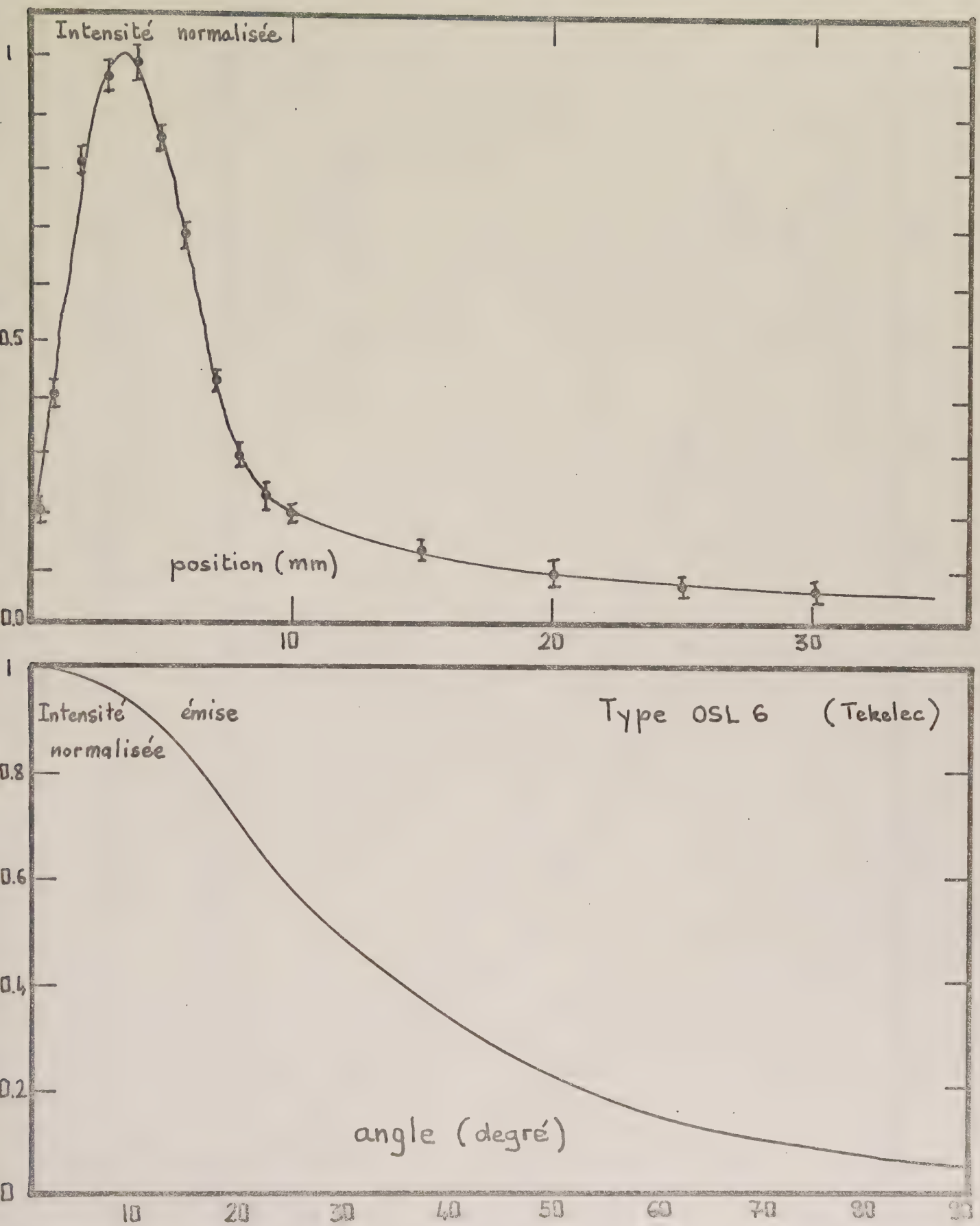
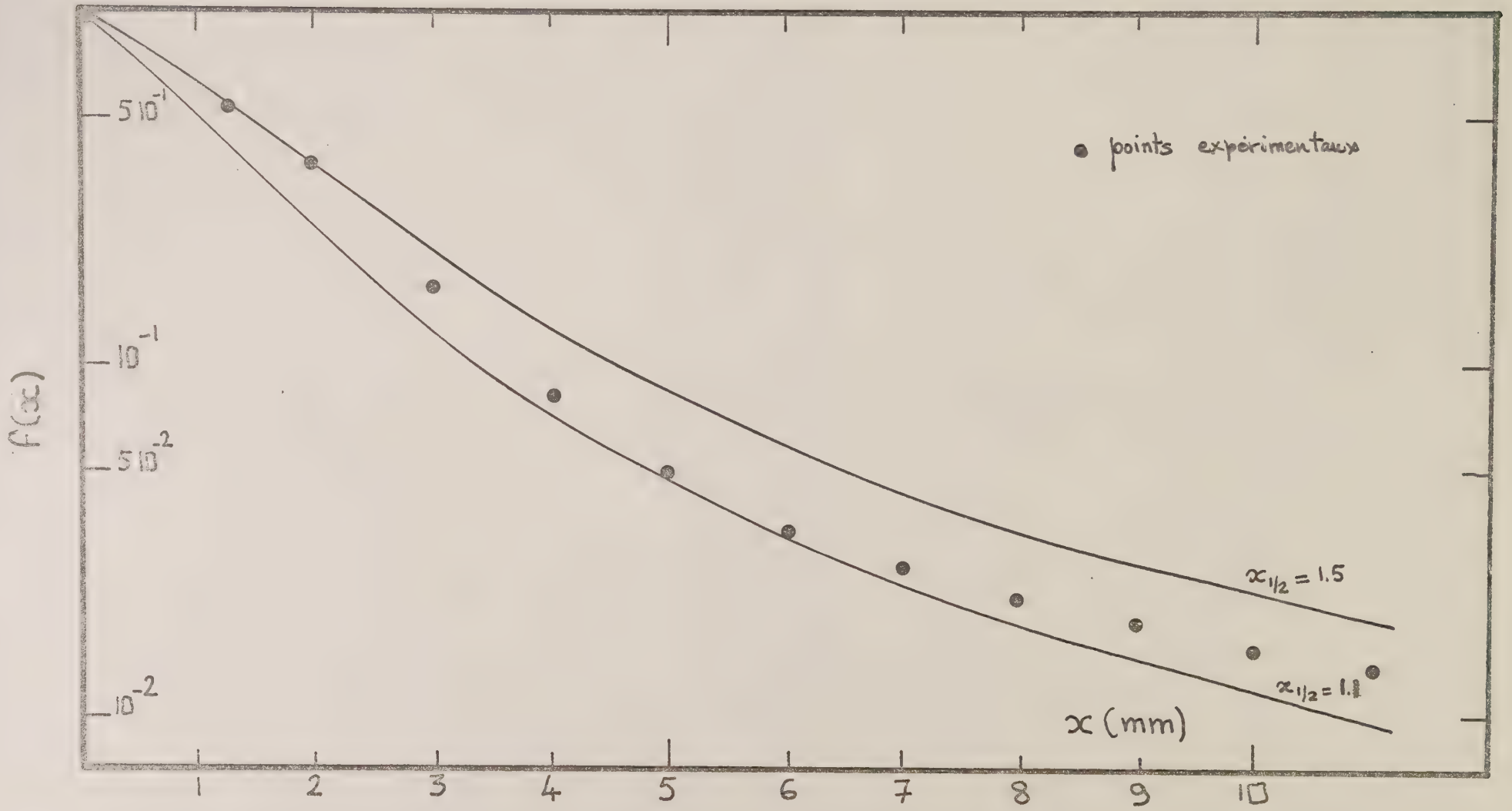


Fig. A.6 : Intensité lumineuse en fonction de la distance à la diode électro-luminescente et intensité émise par cette diode d'après le constructeur en fonction de l'angle d'observation.

Fig. A.7 : Facteur de forme définissant la zone effectivement vue par la fibre optique



Le tableau suivant donne les valeurs du terme correctif en fonction de la largeur à mi-hauteur de la courbe de Lorentz :

$\alpha\delta_1$ (mm)	exp k $\alpha\delta_1$
1	1,418
1,1	1,468
1,2	1,520
1,3	1,574
1,4	1,630
1,5	1,688
1,6	1,748
1,7	1,810

La figure A7 permet la comparaison entre nos valeurs mesurées et des profils lorentziens calculés : la largeur à mi-hauteur du profil de Lorentz qui représente le mieux nos valeurs est comprise entre 1,1 et 1,5 mm. Nous prendrons $\alpha\delta_1$ = 1,3 mm, ce qui donne, d'après le tableau précédent, un facteur correctif égal à 1,57.

-:-:-:-

BIBLIOGRAPHIE

- AONO O. - Phys. Fluids 11, 341 (1968).

- ASINOVSKII E.I., V.M. BATENIN - Tep. Vys. Temp. 6, 966 (1968).

- BAROLSKII S.G., N.V. ERMOKHIN, P.P. KULIK, V.M. MELNIKOV - Sov. Phys. JETP 35, 94 (1972) et Proc. Xth CIPIG, Oxford, p.265 (1971).

- BEKEFI G. - Radiation Processes in Plasmas (Wiley and Sons, New York, 1966).

- BERNSTEIN I.B. - Advances in Plasma Phys., vol.3, 127 (Interscience Publishers, John Wiley and Sons, New York, 1969).

- BAUDER U. , R.S. DEVOTO, D. MUKHERJEE - Phys. Fluids 16, 2143 (1973).

- BLOYET D. - Rap. interne 71/EG/2, Orsay (1971).

- BOULMER J., C. VAUGE - C.R. Ac. Sci. Paris 270, 573 (1970).

- BOULMER J., C. SOL, J.C. GAUTHIER - Phys. Lett. 41 A, 83 (1972).

- BRAUN E. - Phys. Fluids, 10, 731 (1967).

- BRUSH S.G., H.L. SAHLIN, E. TELLER - J. Chem. Phys. 45, 2102 (1966).

- CHAPMAN S., T.G. COWLING - The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases (Cambridge, University Press, London, 1958).

- CHMIELESKI R.M., J.H. FERZIGER - Phys. Fluids, 10, 364 (1967).

- COHEN R.S., L. SPITZER, P. Mc ROUTLY - Phys. Rev. 80, 230 (1950).

- CRONSON H.M. - Phys. Fluids 9, 581 (1966), et J. Appl. Phys. 38, 3559 (1967).

- DEBYE P., E. HÜCKEL - Physik, A 24, 185 et 305 (1923).

- DELCROIX J.L. - Physique des Plasmas, t.1, p.8 (Monographies, Dunod, Paris, 1963).

- DELOCHE R., W.E. WELLS, P. MONCHICOURT, J. BERLANDE - J. Phys.B : Atom. Mol. Phys. 6, 1881 (1973).

- DELPECH J.F., J.C. GAUTHIER - Rev. Sci. Instr. 42, 958 (1971).

- DELPECH J.F., J.C. GAUTHIER - Phys. Rev. 6A, 1932 (1972).

- DEVOS F. - Thèse de Doctorat de Spécialité, Orsay (1973).

- DEVOTO R.S. - Phys. Fluids, 10, 2105 (1967).

- DEVOTO R.S. - Proc. VIIIth. CIPIG (Springer-Verlag, Berlin, 1967) p.310.

- DEVOTO R.S. - Phys. FLuids, 10, 354 (1967).

- DEVOTO R.S., C.P. LI - J. Plasma Phys. 2, 17, (1968).

- DEWITT H.E. - "Kinetic theory" edited by W.E. Britten and A.D. Barut (Gordon and Breach, New York, 1967) p.621.

- EMMONS H.W. - Phys. Fluids, 10, 1125 (1967).

- FROST L.S. - J. Appl. Phys. 32, 2029 (1961).

- FROST L.S., A.V. PHELPS - Phys. Rev. 136, 1538 (1964).

- GAUTHIER J.C. - C. R. Ac. Sci. Paris 277, 631 (1973).

- GEINDRE J.P. - Thèse de Doctorat de Spécialité, Orsay (1973).

- GERARDO J.B., M.A. GUSINOW - Phys. Rev. A3, 255 (1971).

- GOLDAN P.D., L. GOLDSTEIN - Phys. Rev. 138, 39 (1965).

- GOLDAN P.D., J.A. BERLANDE, L. GOLDSTEIN - Phys. Rev. Lett. 13, 182 (1964).

- GOLDSTEIN L., N.L. COHEN - Phys. Rev. 73, 83, (1948).

- GOLDSTEIN L., J.M. ANDERSON, G.L. CLARK - Phys. Rev. 90, 486 (1953).

- GOLDSTEIN L. - Adv. Electron. Electron Phys. 7, 399 (1955)

- GOLDSTEIN L., T. SEKIGUCHI - Phys. Rev. 109, 625 (1958).

- GOULD H.A., H.E. DEWITT - Phys. Rev. 155, 68 (1967).

- GOULD R.J., R.K. THAKUR - Phys. Fluids 14, 1701 (1971).

- GUERNSEY R.L. - Phys. Fluids 7, 792 (1964).

- HAHN H.S., E.A. MASON, F.J. SMITH - Phys. Fluids, 14, 278 (1971).

- HAHN H.S., E.A. MASON, E.J. MILLER, S.I. SANDLER - J. Plasma Phys. 7, 285 (1972).

- HIRSCHFELDER J.O., C.F. CURTISS, R.B. BIRD - "Molecular Theory of Gases and Liquids"(J. Wiley and Sons, New York (1954)).

- INGRAHAM J.C., S.C. BROWN - Phys. Rev. 138, 1015 (1965).

- ITIKAWA Y. - J. Phys. Soc. JApan, 18, 1499 (1963).

- ITIKAWA Y. - Phys. Fluids, 16, 831 (1973).

- JOSHI R.K. - Phys. Lett. 15, 32 (1965).

- KAPLAFKA J.P., H. MERKELO, L. GOLDSTEIN - Phys. Rev. Lett. 21, 970 (1968).

- KIHARA T., M.H. TAYLOR, J.O. HIRSCHFELDER - Phys. Fluids, 3, 715 (1960).

- KIHARA T., O. AONO - J. Phys. Soc. Japan, 18, 837 (1963).

- KNOPP C.F., A.B. CAMBEL - Phys. Fluids, 9, 989 (1966).

- KRUGER C.H., M. MITCHNER - Phys. Fluids, 10, 1953 (1967).

- KRUGER C.H., M. MITCHNER, U.DAYBLEGE - AIAA J. 6, 1712 (1968).

- LANDSHOF R. - Phys. Rev. 76, 904 (1949).

- LI C.P., R.S. DEVOTO - Phys. Fluids, 11, 448 (1968).

- LIBOFF R.L. - Phys. Fluids, 2, 40 (1959).

- Mac CORMACK F.J. - Phys. Rev. 178, 319 (1969).

- MASON E.A. - J. Chem. Phys. 27, 75 (1957).

- MASON E.A., F.J. SMITH - J. Chem. Phys. 44, 3100 (1966).

- MASON E.A., R.J. MUNN, F.J. SMITH - Phys. Fluids, 10, 1827 (1967).

- MILLER E.J., S.I. SANDLER - Phys. Fluids, 16, 491 (1973).

- MJOLSNESS R.C., A.G. PETSCHEK - Phys. Fluids, 10, 1511 (1967).

- MONCHICOURT P. - Thèse de Doctorat de Spécialité, Orsay, (1972).

- MORRIS J.C., R.P. RUDIS, J.M. YOS - Phys. Fluids, 13, 608 (1970).

- NEUMANN W., U. SACKLOWSKI - Beitr. Plasmaphysik, 8, 57 (1968).

- NIGHAN W.L. - Phys. Fluids, 12, 162 (1969).

- NYGAARD K.J. - Phys. Fluids, 157, 138 (1967).

- NYGAARD K.J. - Phys. Lett. 25A, 567, (1967).

- PALKINA N.A., B.M. SMIRNOV, C.B. FIRSOV - Sov. Phys. JETP, 34, 1242 (1972).

- PARZEN P., L. GOLDSTEIN - Phys. Rev. 79, 190 (1950).

- PARZEN P., L. GOLDSTEIN - Phys. Rev. 82, 724 (1951).

- ROBERTSON A.G. - J. Phys. B, 5, 648 (1972).

- ROBSON R.E. - Bull. Aust. Mat. Soc. 7, 312 (1972).

- ROSTAS F., ASHOK. K. BHATTACHARYA, J.H. CAHN - Phys. Rev. 129, 495 (1963).

- SANDLER S.I., E.A. MASON - Phys. Fluids, 12, 71 (1969).

- SAXENA S.L., R.K. JOSHI - Physica, 29, 870 (1963).

- SCHULTE E.H. - Cryogenics, 6, 321 (1966).

- SCHWEITZER S., M. MITCHNER - AIAA J. 4, 1012 (1966).

- SEKIGUCHI T., R.C. HERNDON - Phys. Rev. 112, 1 (1958).

- SHAW J.F., M. MITCHNER, C.H. KRUGER - Phys. Fluids, 13, 325 (1970).

- SHKAROFSKY I.P. - Can. J. Phys. 39, 1619 (1961).

- SHKAROFSKY I.P., T.W. JOHNSTON, M.P. BACHYNSKI - "The particle Kinetics of Plasmas", (Addison, Reeding, Mass.,1966).

- SMITH F.J., R.J. MUNN - J. Chem. Phys. 41, 3560 (1964).

- SMITH F.J., E.A. MASON, R.J. MUNN - Phys. Fluids, 8, 1907 (1965).

- SOL C., J. BOULMER - C.R. Ac. Sci. Paris, 272, 727 (1971).

- SOL C., J. BOULMER - Rap. interne 71/EG/1, Orsay (1971).

- SOL C. - Thèse de Doctorat d'Etat, Orsay, (1972).

- SOL C., J.C. GAUTHIER - Phys. Lett. 38A, 125 (1972).

- SOL C., J. BOULMER, J.F. DELPECH - Phys. Rev. A 7, 1023 (1973).

- SPITZER L., R. HARM - Phys. Rev. 89, 977 (1953).

- SUNDARESAN M.K., T.Y. WU - Can. J. Phys. 42, 794, (1964).

- VAUGE C. - Thèse de Doctorat d'Etat, Orsay (1972).

- VIEGAS J.R. - Phys. Fluids, 14, 541 (1971).

- VRIENS L. - J. Appl. Phys. 44 , 3980 (1973).

- VUKOVIĆ S.M., P.P. MARKOVIĆ - Proc. VIth Symposium of Physics of Ionized Gases (Miljevac, 1972), p.185.

- WEINSTOCK J. - Phys. Fluids, 10, 127 (1967).

- WELLS W.E., P. MONCHICOURT, R. DELOCHE, J. BERLANDE - Phys. Rev. 8 A, 381 (1973).

- WIGLEY T.M., H.S. GREEN - Phys. Fluids, 11, 2771 (1968).

- WILKINS D.R., E.P. GYFTOPOULOS - J. Appl. Phys. 37, 3523 (1966).

- WILLIAMS R.H., H.E. DEWITT - Phys. Fluids, 12, 2326 (1969).

- YEN J.T. - Phys. Fluids, 11, 309 (1968).

- ZHILINSKII A.P. I.F. LIVENTSEVA - Sov. Phys. Techn. Phys. 17, 1888 (1973)

- ZHILINSKII A.P., I.F. LIVENTSEVA, Yu.M. SAFRONOV - Sov. Phys. Techn. Phys. 17, 1116 (1973).

-:-:-:-